



TITLE:

同期発電機の内部磁束に基づく動作特性に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

引原, 隆士

CITATION:

引原, 隆士. 同期発電機の内部磁束に基づく動作特性に関する研究. 京都大学, 1990, 工学博士

ISSUE DATE:

1990-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k4547>

RIGHT:

同期発電機の内部磁束に基づく 動作特性に関する研究

1990年1月

引 原 隆 士

同期発電機の内部磁束に基づく 動作特性に関する研究

1990年1月

引 原 隆 士

論文の概要

同期発電機は電力系統の主要構成要素を成しており、その動作特性を正確に把握することは発電機の設計、制御のみならず、系統の構成や安定度の向上に係わる重要な問題である。本論文は、従来ブラックボックスとして端子量から等価回路的にしか扱うことのできなかった同期発電機の動作特性を、供試発電機の電機子歯頭部に取り付けたさぐりコイルを用いて、発電機内部の空隙磁束測定結果に基づき、鎖交磁束の算定に立脚して詳細に検討したものである。

まず、三相平衡定態時、脱調時、不平衡負荷時における一連の実験結果から、各状態を支配する空隙磁束の主要成分を把握するとともに、その磁束成分から見た発電機の特性表現について検討した。その結果、二三の点に関して従来の特性表現の適用上の問題点を示し、各場合の特性表現におけるインダクタンスの物理的実体を検討した。すなわち、供試発電機に関する空隙磁束に基づく定態時の特性表現を導出し、磁束飽和特性の処理法を確立することの必要性を示した。そして、脱調時の各物理量の変化の実験式から特性表現を導き、三相突発短絡時の特性表現との対応を示した。また、定態時から脱調時に至る磁束変化について定性的な説明を試みた。さらに、不平衡負荷時において、発電機の形状により、対称座標法の発電機の基本式で、逆相、零相間の独立性が失われることを示した。

次に、発電機特性の解析を難しくしている要因の一つである、磁束飽和特性について実験的に考察した。特に、三相平衡負荷時の空隙磁束成分の飽和特性、高次の空間・時間高調波成分の飽和特性に関して詳細に検討し、この結果から従来の特性表現で用いられている磁束飽和特性に関する仮定を検証した。さらに、これらの結果に基づいて、供試発電機の空隙磁束密度の磁気回路モデルを構成し、実験結果との比較によりその妥当性を示した。

以上、本論文に得られた結果は、同期発電機の理論を実際の発電機に適用する際の問題点を示すとともに、より一層、理論を完全なものとするための重要な基礎的資料である。

同期発電機の内部磁束に基づく動作特性に関する研究

目次

第1章	序論	
1. 1	まえがき	1
1. 2	同期発電機の特性解析の発展過程（小史）	4
1. 3	従来の特性表現	
1. 3. 1	平衡三相負荷時の特性表現	7
1. 3. 2	不平衡負荷時の特性表現	11
1. 3. 3	磁束飽和の表現法	12
第2章	同期発電機の空隙磁束分布解析法	
2. 1	まえがき	14
2. 2	供試発電機	
2. 2. 1	定格および諸元	14
2. 2. 2	2極機モデルと座標系	18
2. 3	起磁力分布と空隙磁束密度分布	
2. 3. 1	起磁力分布	20
2. 3. 2	空隙磁束分布	23
2. 4	さぐりコイルを用いた定態時の空隙磁束密度分布算定法	24
2. 5	まとめ	27
第3章	同期発電機の定態時の特性表現	
3. 1	まえがき	28
3. 2	実験の設定条件	28

3. 3	鎖交磁束と電流の関係式	
3. 3. 1	空隙磁束密度分布	30
3. 3. 2	電機子巻線の磁束に基づくインダクタンス	30
3. 3. 3	電機子巻線の有効軸長と漏れインピーダンス	33
3. 3. 4	界磁巻線の磁束に基づくインダクタンス	35
3. 4	実験結果	
3. 4. 1	供試発電機の基本特性	36
3. 4. 2	有効軸長と電機子漏れインピーダンス	38
3. 4. 3	諸量の変化とインダクタンス算定値	38
3. 5	検 討	47
3. 6	まとめ	49
第 4 章	過渡時における同期発電機の磁束挙動	
	ー 算定法および実測結果 ー	
4. 1	まえがき	50
4. 2	実験の概要	50
4. 3	過渡時のさぐりコイル出力解析法	
4. 3. 1	空隙磁束密度表現	51
4. 3. 2	過渡時の空隙磁束密度成分算定法	52
4. 4	脱調時に対する適用結果	
4. 4. 1	脱調時の諸量の変化	56
4. 4. 2	空隙磁束密度成分の算定結果	56
4. 5	検 討	61
4. 6	まとめ	62
第 5 章	同期発電機の磁束挙動に基づく過渡特性	
5. 1	まえがき	63
5. 2	実験の設定条件	
5. 2. 1	実験系統	63

5. 2. 2	設定条件	63
5. 3	解析の概要	
5. 3. 1	空隙磁束密度の表現	64
5. 3. 2	端子量の表現	64
5. 3. 3	電機子巻線鎖交磁束の算定法	66
5. 4	実験結果	
5. 4. 1	脱調時の諸量の変化	68
5. 4. 2	電機子巻線鎖交磁束	68
5. 5	脱調時の同期発電機の特性に関する検討	
5. 5. 1	鎖交磁束と電流の関係	71
5. 5. 2	過渡時のインダクタンス	75
5. 6	まとめ	78
第6章	同期発電機の内部磁束と動作特性	
6. 1	まえがき	80
6. 2	定態時の磁束分布	
6. 2. 1	磁束線分布推定法	80
6. 2. 2	定態時の磁束線分布	83
6. 2. 3	定態時の磁束線分布	84
6. 3	脱調時の磁束分布	
6. 3. 1	脱調時の諸量の変化	88
6. 3. 2	脱調時の空隙磁束密度分布	88
6. 3. 3	脱調時の磁束線分布	91
6. 4	検 討	93
6. 5	まとめ	94
第7章	不平衡負荷時の空隙磁束分布と動作特性	
	— 零相成分と逆相成分の関係について —	
7. 1	まえがき	95

7. 2	供試発電機と実験の設定条件	
7. 2. 1	供試発電機	95
7. 2. 2	実験回路と実験の設定条件	97
7. 3	端子量と空隙磁束密度	
7. 3. 1	負荷電流および界磁電流	99
7. 3. 2	空隙磁束密度の表現	99
7. 3. 3	空隙磁束密度分布算定法	100
7. 3. 4	電機子巻線鎖交磁束と内部誘導起電力	101
7. 3. 5	対称座標変換および d q 変換を用いた端子量表現	103
7. 4	実験結果	
7. 4. 1	空隙磁束密度分布の各成分実測値	104
7. 4. 2	界磁電流・電機子電流の高調波成分実測値	106
7. 4. 3	端子電圧の対称座標成分	106
7. 5	実験結果の考察	
7. 5. 1	空隙磁束と零相誘起電圧	110
7. 5. 2	起磁力に基づく考察	111
7. 6	まとめ	113
第8章	同期発電機の飽和特性の内部磁束に基づく検討	
8. 1	まえがき	114
8. 2	実験の設定条件	114
8. 3	空隙磁束密度と磁束飽和	115
8. 4	実験結果	117
8. 5	供試発電機の飽和特性に関する検討	
8. 5. 1	界磁起磁力による空隙磁束高調波の飽和特性	120
8. 5. 2	d 軸負荷飽和特性と零力率飽和特性	121
8. 5. 3	界磁起磁力と電機子反作用起磁力	121
8. 5. 4	負荷飽和曲線	125
8. 5. 5	q 軸負荷飽和特性	127

8. 5. 6	負荷時の空隙磁束の高調波飽和特性	127
8. 6	まとめ	130
第9章 飽和を考慮した空隙磁束密度のモデル		
9. 1	まえがき	131
9. 2	磁気回路に基づく磁束密度分布の飽和モデル	
9. 2. 1	飽和モデルを表す磁気回路	131
9. 2. 2	電機子起磁力分布の定式化	133
9. 2. 3	磁気回路方程式	134
9. 2. 4	パーミアンス分布・界磁起磁力の定式化	135
9. 2. 5	界磁巻線鎖交磁束とイスマス部の飽和特性	137
9. 2. 6	飽和関数の決定	139
9. 2. 7	さぐりコイルを用いた磁束密度分布の導出	140
9. 3	実験に基づく飽和モデルの検証	
9. 3. 1	実験の方法	142
9. 3. 2	空隙磁束の実験式	142
9. 3. 3	実験結果の検討	147
9. 4	まとめ	147
第10章 結論		149
謝辞		
付録		154
参考文献		158

主要変数リスト

$\theta(t)$: 回転子の直軸位置座標

$\delta(t)$: 相差角

$\gamma(t)$: 内部力率角

ξ : 空隙位置座標

η : 回転子上に静止した座標形

ω_0 : 基準角周波数（一機無限大試験時には無限大母線周波数）

$\phi_a(t), \phi_b(t), \phi_c(t)$: 電機子巻線 a, b, c 相各相鎖交磁束

$\phi_d(t), \phi_q(t)$: 電機子巻線鎖交磁束 d, q 軸成分

$\phi_r(t)$: 界磁巻線鎖交磁束

$i_a(t), i_b(t), i_c(t)$: a, b, c 各相電機子電流

$i_d(t), i_q(t)$: 電機子電流の d, q 軸成分

$i_r(t)$: 界磁電流

$e_a(t), e_b(t), e_c(t)$: a, b, c 各相端子相電圧

$e_d(t), e_q(t)$: 端子電圧の d, q 軸成分

$e_{a\infty}(t), e_{b\infty}(t), e_{c\infty}(t)$: 無限大母線電圧 a, b, c 各相相電圧

$e_{d\infty}(t), e_{q\infty}(t)$: 無限大母線電圧の d, q 軸成分

$f_a(\xi), f_b(\xi), f_c(\xi)$: 電機子巻線 a, b, c 各相電機子反作用起磁力
分布

$B(\xi, \theta)$: 空隙磁束密度分布

$B's$: 空隙磁束密度各調波成分

r_a : 電機子抵抗

x_{al} : 電機子漏れリアクタンス

$L's$: 各電流によるインダクタンス

但し，上記物理量のうち時間の関数となる物理量は，時間的に一定値となるとき (t) の関数表記を取って表すことにする。

第1章 序論

1. 1 まえがき

同期発電機は電力系統の主要構成要素を成しており、その動作特性を正確に把握することは発電機の設計、制御のみならず、系統の構成や安定度向上に係わる重要な問題である。周知のように同期発電機の基本原理はファラデーの電磁誘導の法則に従う⁽¹⁾。空間に分布するコイルに対して、相対的に回転する磁界をつくると、コイルに鎖交する磁束が時間的に変化し、コイルの両端に交流起電力が発生する。発電機はこの原理に基づいて、機械的エネルギーを電氣的エネルギーに変換する装置である。このように原理的には単純な同期発電機の動作特性の把握を難しくしている要因として、次のような点があげられる。第一に、発電機動作を支配している主要な物理量が発電機内部の磁束であるにも拘らず、通常発電機動作中にそれを測定することが困難である。第二に、通常の運転状態である電力系統に接続された状態で、動作特性を把握する必要がある。第三に、現実の発電機の場合には、構造による種々の複雑な影響、材質の磁化特性の非線形性による影響のため、線形理論に基づく理論的考察が困難である。最後に、現実の系統に接続されている発電機には、種々の制御装置が取り付けられており、そのために本来の同期発電機の特性を把握することが困難である。しかし、このような困難さにも拘らず、上述のように電力系統における同期発電機の役割の大きさを考慮すると、その運転状態に応じた特性表現をより詳細に検討することは、重要な課題である。

従来より、同期発電機の動作特性に関する研究は数多く行われてきた。ところが、それらの研究は、発電機をブラックボックスとして端子量から等価回路的に議論したものがほとんどで、発電機動作を支配する内部磁束に関して検討を加えたものは無いと言って過言ではない。一方、同期発電機の理論⁽²⁾は、各巻線の鎖交磁束を考慮して構成されているが、磁束分布に関して理想状態を仮定しているために、得られた特性表現が現実の磁束挙動を正確に表現しているとは言い難い。また、ここで仮定している理想的な磁束分布は、重負荷時、過渡時には成立しな

いことが実験的に明かとなっており、この特性表現を現実の内部磁束分布に基づいて再検討する必要があることが指摘されている⁽³⁻⁵⁾。さらに、同期発電機の線形理論は、現実の発電機において避けることのできない磁束飽和の影響を無視して構成されている⁽²⁾。この問題点を認識し、同期発電機の特性表現において飽和特性を表現する試みは、早くから行われている⁽⁶⁾。しかし、従来より磁束飽和特性の検討は、実験的には無負荷飽和試験あるいは零力率負荷試験に留まっている。近年、電子計算機の発達により、有限要素法などの数値解析を発電機内部の電磁界解析に適用した研究が行なわれるようになった⁽⁷⁾。これらは磁束線分布の計算、或は、構造変更に伴う特性表現中の定数の決定に有効な方法である。しかし、発電機の特性表現を磁束の実体に基づいて再検討するには至っていないようである。また、計算機実験により様々な負荷状態における磁束飽和特性も検討されつつあるが、未だに充分とは言い難く、同期発電機の磁束飽和を考慮した数学モデルを得る試みは重要な課題となっている⁽⁸⁾。

本論文は、以上述べた状況において、発電機動作を支配する物理量である内部磁束の挙動を考慮した同期発電機の特性表現を得ることを目的として、筆者が上田皖亮教授の御指導の下に行ってきた研究⁽¹⁰¹⁻¹²⁶⁾をまとめたものである。本研究では、内部磁束測定用のさぐりコイルを取り付けた小型同期発電機を通常の負荷状態で運転し、その内部磁束密度分布の測定結果に基づいて同期発電機の鎖交磁束と電流の特性表現を検討する。これは従来の等価回路解析法に基づく特性表現を、現実の磁束分布に立脚して再検討することを目的としている。

本論文は10章と付録から構成されている。次節1.2において、本論文で検討の対象とする同期発電機の特性表現に関する、研究の発展の歴史的経緯について触れる。1.3節では、本論文で導く内部磁束に基づく同期発電機の特性表現の意義を明確にすることと、本論文において得られる特性表現との比較を容易にするために、従来の同期発電機の特性表現について簡単に述べる。第2章では、本論文における解析の基礎となる、さぐりコイルを用いた定態時の発電機内部磁束分布の算定法について解説する。本論文で検討の対象として測定する発電機内部磁束は、回転子、固定子間の空隙に沿った空隙磁束密度分布で、これは電機子歯頭部に取り付けたさぐりコイル出力により算出できる^(3,9)。さぐりコイルで測

定される空隙磁束密度分布波形には、種々の時間および空間高調波が混在している。この各成分値は、さぐりコイル出力の時系列データを回転子の回転に同期して時間的に調波解析し、その結果得られた各時間調波成分のさぐりコイル取り付け位置の違いによる空間高調波成分の変化から導いた代数方程式を解くことによって求めることができる。第3章では、第2章で述べたアルゴリズムを定態時の供試発電機の解析に適用する。一機無限大母線系統に接続された場合に、供試発電機の動作状態の変化に伴う空隙磁束密度成分の変化を測定し、その結果に基づいて電機子および界磁巻線の鎖交磁束を算定する。そして、従来の導出法に従って鎖交磁束と電流の関係を検討し、各巻線のインダクタンスを求めた。その結果により、供試発電機における定態時の特性表現の問題点を指摘した。また、鎖交磁束と端子量の比較より、電機子漏れリアクタンスの算定を試み、この動作状態に応じた変化を得た。第4章では第2章で説明したさぐりコイルの出力の解析アルゴリズムを、過渡時の解析に拡張する方法について述べる。この拡張により動作状態が基準周波数（系統周波数）に比べて緩やかに変化する過渡状態の空隙磁束密度分布の解析が可能となる。ここでは実際に、さぐりコイルを用いて脱調時の空隙磁束密度分布を決定するのに必要な処理、および空隙磁束密度の各空間・時間調波成分が脱調時において取る過渡挙動を測定結果に基づいて示し、過渡時の空隙磁束の定量的検討には、定態時のアルゴリズムの改良が必要であることを示す。第5章では第4章のアルゴリズムを脱調時の解析に適用して得た電機子巻線鎖交磁束の算定結果を用いて、過渡時の同期発電機の特性表現を検討する。従来の過渡時の特性表現は三相突発短絡現象の解析に基づいて構成されたものであり、これが脱調時にどの程度適用できるかという検討は充分にはなされていない。脱調現象と動揺現象の類似性より、脱調時の同期発電機の特性表現を検討することは意義深いと考えられる。そこで、鎖交磁束と電流の測定結果の各実験式より直接に鎖交磁束と電流の関係式を導出し、特性表現および過渡リアクタンスの物理的意味について検討する。その結果、脱調時の特性表現と三相突発短絡時の表現は形式的に対応するが、その表す物理的意味が異なることを示す。第6章では定態時および脱調時の空隙磁束密度分布の変化より、発電機内部の磁束線分布を定性的に把握し、定態時より脱調に至る発電機内部の磁束状態と特性表現の関係について検討する。第6章までの議論は通常の同期発電機の運転状態である三相

平衡負荷状態についてのみ検討したものである。近年、電力系統に徐々に不平衡負荷が増加していることを考慮して、第7章では同期発電機が不平衡負荷状態にある場合における、空隙磁束の挙動と端子量の関係について実験的に検討する。特に、対称座標法で発電機の動作特性を表している基本式が、突極型同期発電機の場合にその構造により零相、逆相間の独立性を失い、成立しなくなる場合があることを実験結果より示す。次に、第8章では空隙磁束密度分布の測定に基づき、発電機内部磁束の飽和特性について検討する。従来より、同期発電機の飽和特性に関する検討は、無負荷飽和試験あるいは零力率負荷試験などにおける端子量を用いた検討に限られており、内部磁束の高調波成分に関する飽和特性および通常負荷状態における磁束の飽和特性についてはほとんど検討されていない。本章ではさぐりコイルを用いて測定した空隙磁束密度分布により、無負荷時および負荷時の磁束飽和特性について詳細に検討する。そして、電機子反作用磁束の負荷時における飽和特性を通常負荷動作状態で把握する方法を示す。その結果、負荷電流に対する空隙磁束の飽和特性は、界磁電流を一定比でd軸電流に置き換え、d軸電流に比例した磁束密度成分を補正すれば無負荷飽和特性と一致することを示す。また、空隙磁束の高調波成分の飽和特性も無負荷時には、正規化により基本波の飽和特性と一致することを明らかにする。第9章では、第8章に得た結果に基づいて空隙磁束密度分布のモデルを検討する。このモデルより得られる空隙磁束密度分布を実験結果と比較検討することにより、仮定した供試発電機の磁束飽和の磁気回路モデルが、妥当なものであることを検証する。これは、同期発電機の線形理論を飽和を有する発電機の解析に適用するための手がかりを与えるものと考えられる。最後に、第10章では本論文全体で得られた結果をまとめ、今後の課題について述べる。

1. 2 同期発電機の特性解析の発展過程（小史）

発電機の発明はファラデーの電磁誘導の法則(1831)の発見に端を発する。その後、各種の技術開発が成され、ほぼ現在の発電機が作られるようになったのは1880年代になってからである。この当時は技術開発が先行しており、同期発電機の基礎的研究が行われるようになったのは、1890年代に入ってからである。当時多

数の電灯会社が設立され、すでに配電を行った。そして1899年 Blondel 氏は後の二反作用理論の基となった電機子反作用に関する理論的考察を行った⁽¹⁰⁾。実験的には、1900年に Potier 氏⁽¹¹⁾は、無負荷飽和曲線と零力率曲線の類似性に着目し、二曲線間の平衡移動を表す三角形が一定に保たれることを示した。これは後にポーシェの三角形と呼ばれる。またその三角形の高さは、ポーシェリアクタンスと呼ばれ、飽和を有する発電機の解析、設計において電機子漏れリアクタンスとして利用されてきた。

1900年代に入って、1918年に Fortescue 氏⁽¹²⁾は多相発電機に関して対称座標変換を用いた解析理論を発表する。これは米国では機器の解析に用いられる一方、日本において竹内氏⁽¹³⁾らの応用により今日の対称座標法に至っている。先に述べた Blondel 氏⁽¹⁴⁾が二反作用理論を完成したのは1923年のことで、これは電機子反作用を二方向に分けて扱うことを提案したものである。これはさらに Doherty 氏と Nickle 氏(1926)⁽¹⁵⁾により拡張され、1929年に Park 氏⁽²⁾が同期発電機の解析法として完成した。この論文において現在の同期発電機の理論解析の基礎となるPark変換、すなわちd q変換と、同期発電機の線形理論の基礎を成す特性方程式である、Parkの方程式が提案された。このPark氏の研究により、後の同期発電機の解析が急速に進んだ。その後、これらの理論は回転機一般の統一理論へと発展して行く。それに関してはここでは述べてない。

1930年代には、Parkの方程式の実機への適用が試みられ、多数の実験的研究が成された。ところが現実の発電機の場合には磁気飽和の影響を避けることができず、その評価が必要となった。それに答えて 1934年 Crary 氏, March 氏, Shildneck 氏⁽⁷⁾は飽和の影響を飽和係数としてとらえる方法を示し、多数の発電機における算定結果を示した。また、Parkの特性表現に基づき飽和に関する機器定数であるポーシェリアクタンスの物理的意味に関する検討が March 氏と Crary 氏⁽¹⁶⁾により行われ、定性的な予想が成された。これより、ポーシェリアクタンは電機子漏れリアクタンス以外の要因を多く含むことが指摘された。同期発電機の飽和に関するこの様な扱いは、Kingsley 氏⁽¹⁷⁾, Kilgore 氏⁽¹⁸⁾などの研究で定着し、現在、数値計算の結果を用いた飽和関数を用いた方法⁽¹⁹⁾などに発展している。その一方で実験結果の説明には飽和係数を用いた特性表現が現在でも広く用いられている。同期発電機の飽和特性の表現の問題は、界磁電流の

算定問題⁽²⁰⁾と直接に関係しており、より一層の研究を要する。

同期発電機の磁束に関して最初に実験的に扱ったのは Diamant 氏⁽²¹⁾(1918)である。彼は実用機の内部の各所にさぐりコイルを取り付け、各部の磁束変化の測定を行い、調波解析などにより内部磁束の挙動について検討した。しかし、それにもかかわらず、理論的解析では内部磁束に関しては理想的な分布を仮定する方法が取られてきた。有限要素法などの数値解析を用いて、1972年 Fucks 氏と Erdelyi 氏⁽⁶⁾は同期発電機内部の磁束線分布よりリアクタンスの計算を行った。この計算により、同期リアクタンスの値が発電機の動作状態によって変わることが示された。その後、多数の数値計算法を用いた機器に関する研究が行われ、同期発電機の設計、現象解析⁽²²⁾が盛んに行われてきたが、これらの研究に基づいて同期発電機の特性表現を再検討するには至っていないようである。1979年、上之園氏、岡田氏、松木氏^(23, 24)らは、発電機内部にさぐりコイルを取り付け、内部磁束の測定に基づいて、発電機の動作特性を把握する研究を始め、飽和の測定と関数表現を試みた。さらに、脱調発生時の磁束変化の特徴から、脱調監視装置の開発を行い、制御装置の効果について議論した。そして、上之園氏、上田氏^(3, 4, 25)らは、通常平衡負荷時、三相突発短絡時および動揺現象発生時の内部磁束の変化をさぐりコイルを用いて把握し、発電機動作と磁束分布の変化について詳細な検討を行なった。これにより、さぐりコイルを用いた同期発電機の特性を検討する方法の基礎が確立した。近年、新しい回転機の制御法であるベクトル制御が考案され磁束ベクトルを制御する方法が広く用いられるようになった⁽²⁶⁾。そのため、トルク伝達に関与する磁束ベクトルの挙動を正確に把握することは、回転機一般にますます重要になっている。

以上述べたように、同期発電機の研究は先行する電力供給の拡大に伴う、電力システムの安定運用あるいは発電機の最適設計の必要性から進められてきた。先人の研究により理想状態における線形理論は完成したが、実際の適用において現実の発電機構造、運転状態の違いなどによる問題点が生じている。現在、計算機実験などを用いて発電機のより正確な動作特性を把握する研究がなされており、それらの成果を現実の発電機の特性表現に反映する時期にきていると考えられる。

1. 3 従来の特性表現

本節では、以下の章において検討の対象となる同期発電機の特性表現を、簡単に説明しておく。これは、本文中で用いる基本的な概念を理解しやすくすることと、本文中で導く内部磁束を考慮した同期発電機の特性表現と従来の特性表現との比較検討を円滑に進めるための説明である。従って記号に関しては、従来の表現を本論文中の表現に対応するように変更している。

1. 3. 1 P a r k の方程式^(2,27,28)

Park 氏は Blondel 氏の二反作用理論を発展させ、同期発電機の特性方程式を導いた。これは、同期発電機の理論の根幹を成している。この方程式の導出にあたり、Park 氏は次の三つの仮定を明示している。

- (A 1) 磁路の飽和とヒステリシスを無視する。
- (A 2) 電機子鉄心のうず電流を無視する。
- (A 3) 電機子巻線は空隙に沿って正弦波状に分布し、正弦波状に起磁力を生成する。

これらの仮定により、発電機の発電動作に関与する磁束に関して基本波のみを考慮した特性表現が構成できることが保証される。まず Park 氏は Park 変換、すなわち d q 変換を導入し、a, b, c 三相の各成分を d, q の二軸の架空の電流、電圧、鎖交磁束成分に分離する方法を提案した。すなわち、d q 変換は、

$$\begin{bmatrix} d \\ q \end{bmatrix} = \frac{2}{3} \times \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos(\theta - \frac{2}{3}\pi) & \cos(\theta - \frac{4}{3}\pi) \\ -\sin \theta & -\sin(\theta - \frac{2}{3}\pi) & -\sin(\theta - \frac{4}{3}\pi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \quad (1-1)$$

ここで θ を回転子の極の軸と a 相巻線軸の間の角度と取ると、d, q 各軸は回転子

上に静止した直交座標系となり， d 軸は回転子の極の軸， q 軸は d 軸に対して回転方向に電氣的に 90° 進んだ軸となる。すなわち， θ は時間の関数として次式で表される。

$$\theta(t) = \omega_0 t + \delta(t) \quad (1-2)$$

ここで ω_0 は基本角周波数であり， $\delta(t)$ は発電機が無限大母線に接続されているときには相差角と呼ばれる。このとき回転子の角周波数 ω は次式で与えられる。

$$\omega = \omega_0 + \frac{d\delta(t)}{dt} \quad (1-3)$$

(1-1) 式の座標変換を用いると電機子電流に関して次式が成立する。

$$\begin{aligned} i_a &= i_d \cos \theta - i_q \sin \theta \\ i_b &= i_d \cos\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) - i_q \sin\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) \\ i_c &= i_d \cos\left(\theta - \frac{4}{3}\pi\right) - i_q \sin\left(\theta - \frac{4}{3}\pi\right) \end{aligned} \quad (1-4)$$

次に鎖交磁束に関しては次式が成立する。

$$\begin{aligned} \phi_a &= \phi_d \cos \theta - \phi_q \sin \theta \\ \phi_b &= \phi_d \cos\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) - \phi_q \sin\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) \\ \phi_c &= \phi_d \cos\left(\theta - \frac{4}{3}\pi\right) - \phi_q \sin\left(\theta - \frac{4}{3}\pi\right) \end{aligned} \quad (1-5)$$

上に得た鎖交磁束と電流の関係式として次式を得る。

$$\begin{aligned}
\phi_d &= L_{df} i_f - L_{ad} i_d \\
\phi_q &= \quad \quad \quad - L_{aq} i_q \\
\phi_f &= L_f i_f - \frac{3}{2} L_{fd} i_d
\end{aligned}
\tag{1-6}$$

一方，端子（相）電圧は次式のように d, q 成分で表現できる。

$$\begin{aligned}
v_a &= v_d \cos \theta - v_q \sin \theta \\
v_b &= v_d \cos(\theta - \frac{2}{3}\pi) - v_q \sin(\theta - \frac{2}{3}\pi) \\
v_c &= v_d \cos(\theta - \frac{4}{3}\pi) - v_q \sin(\theta - \frac{4}{3}\pi)
\end{aligned}
\tag{1-7}$$

この端子電圧は鎖交磁束と電流を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned}
v_d &= -r_a i_d + \frac{d\phi_d}{dt} - \omega \phi_q \\
v_q &= -r_a i_q + \frac{d\phi_q}{dt} + \omega \phi_d
\end{aligned}
\tag{1-8}$$

界磁回路に関しては，次の関係が成立する。

$$e_f = -r_f i_f + \frac{d\phi_f}{dt}
\tag{1-9}$$

最後に出力に関しては次式が成立する。

$$P = v_d i_d + v_q i_q
\tag{1-10}$$

この様に同期発電機に関して導かれた一連の関係式(1-4)～(1-9)を Park の方程式と呼ぶ。この Park の方程式は定態時のみならず，過渡状態においても適用される。その際，更に次の仮定を必要とする。

(A 4) 界磁巻線鎖交磁束 ϕ_f は過渡時において一定値をとる。

この仮定と(1-6)式より電機子巻線鎖交磁束の d 軸成分に関しては次式が成立する。

$$\phi_d = f_{q'} - L_{d'} i_d \quad (1-11)$$

ただし

$$f_{q'} = \frac{L_{df}}{L_f} \phi_f \quad (1-12)$$

$$L_{d'} = L_{ad} - \frac{3}{2} \frac{L_{df} L_{fd}}{L_f}$$

一方 q 軸成分に関しては次式が成立する。

$$\phi_q = -L_q i_q \quad (1-13)$$

一般には Park の方程式は電圧に関して構成されているが，ここでは物理量そのもので表現しているので(1-12)式の $f_{q'}$ は

$$e_{q'} = \omega f_{q'} \quad (1-14)$$

の関係により，d 軸過渡リアクタンス背後電圧 $e_{q'}$ を生成する磁束を意味する。また (A 4) の仮定により， $f_{q'}$ は一定となる。

Park の方程式は線形な関係式であるが，これにより現実の同期発電機の様々な特性がかなりの程度説明できる。従って，同期発電機の理論的解析において主要

な方程式である。

1. 3. 2 不平衡負荷時の特性表現

不平衡負荷時の発電機の動作特性の解析には、従来より対称座標法が用いられている。対称座標法の数学的基礎は、Fortesque 氏により提案されたことは既に述べた。特にこの対称座標法は系統故障時の不平衡電流の算定などに用いられてきた。これは、a, b, c 各相の不平衡電流を大きさと方向が一致した単相電流の零相成分、相回転が回転子の回転方向の対称三相交流の正相成分、相回転が回転子の回転方向と反対方向の対称三相交流の逆相成分の三成分に分解し、各対称成分ごとに計算したものを再び重ね合わせて各相の電流を求める方法である。この方法を用いて系統の解析を行なうためには、三相同期発電機に関して動作特性が明確に定式化されていなければならない。

対称座標変換は、a, b, c 三相成分を次式を用いて、零相 (0), 正相 (1), 逆相 (2) 各成分に変換する。すなわち、

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 2 \end{bmatrix} = 1/3 \times \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a & a^2 \\ 1 & a^2 & a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \quad (1-15)$$

但し、 $a = \exp(j2\pi/3)$, $a^2 = \exp(j4\pi/3)$

この対称座標変換系において、発電機の動作特性は、a, b, c 三相の各相の電圧降下式

$$\begin{bmatrix} v_a \\ v_b \\ v_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_a \\ e_b \\ e_c \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Z_a & Z_{ab} & Z_{ac} \\ Z_{ba} & Z_b & Z_{bc} \\ Z_{ca} & Z_{cb} & Z_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_a \\ i_b \\ i_c \end{bmatrix} \quad (1-16)$$

但し、 Z_i : i 相巻線インピーダンス, Z_{ij} : i, j 相間相互リアクタンス

を次の条件

(B 1) 同機発電機の起電力は対称である。

(B 2) 電機子巻線各相のインピーダンスは等しく、方向の等しい相互リアクタンスどうしが全て等しい。

の下で(1-15)式の変換を行なって得られる。すなわち、

$$\begin{bmatrix} v_0 \\ v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ e_1 \\ 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Z_0 & 0 & 0 \\ 0 & Z_1 & 0 \\ 0 & 0 & Z_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_0 \\ i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad (1-17)$$

で表わされる。これが発電機の基本式である。この基本式が対称座標系における唯一の発電機特性表現となり、 Z_0 、 Z_1 、 Z_2 それぞれ零相、正相、逆相インピーダンスと呼ぶ。

1. 3. 3 磁束飽和の表現法

同期発電機内部の磁束の通る磁気回路には、一般に磁束飽和が生じるため、Park の方程式(1-6)式を適用すると電流の増加にともないインダクタンスが小さくなる。従って、電機子定格電流で測定したインダクタンスを飽和値、磁気回路の飽和の影響の現われない程度の低電圧で測定した値を不飽和値といい、双方を区別している。この際、両者の比を飽和係数と定義し、飽和の程度を表わす量として用いている。通常、巻線の鎖交磁束が測定できないので、インダクタンスの代わりにリアクタンスで定義する。このような定義の下に同期発電機の定常および過渡解析には、特性方程式中の定数に飽和係数を掛けた飽和値が用いられる。しかし、飽和の理論的解析が困難であることと、実測例が少ないため、現在未だ飽和係数に対する明確な指針がほとんど与えられていない。

Parkの方程式は飽和のない発電機に対して成立する式であり、界磁起磁力 mmf_1 と電機子電流による起磁力 mmf_2 が同時に存在するときの空隙磁束 ϕ は次式で表わ

される。

$$\phi = f(\text{mmf}_1, \text{mmf}_2) \quad (1-18)$$

ここで、関数 f は鉄心の飽和に起因する非線形関数である。従って、(1-18)式を各起磁力成分に分解して重ね合わせた

$$\phi = f(\text{mmf}_1) + f(\text{mmf}_2) \quad (1-19)$$

で表現できない。ところが Park の方程式は、(1-19)式が成立する線形な関係式であるため、飽和が生じている場合には、ある状態に対して実測値より Park の関係式の特性定数を得ても、その値が他の状態における特性定数となる保証はない。従って現状では、検討する状態ごとに Park の方程式中の特性定数として不飽和値と飽和値を選択し、飽和の度合いの変化に応じて補正係数を掛ける方法が主として用いられている。

第2章 同期発電機の定態時の空隙磁束分布解析法

2. 1 まえがき

従来よりなされている同期発電機の動作特性に関する研究は、発電機をブラックボックスとして端子量の等価回路モデルを用いて特性を論じたものがほとんどで、発電機動作を支配する主要な物理量である内部磁束から検討を加えたものはほとんどない。近年、計算機が発達し、有限要素法などの電磁界理論に基づく数値解析によって内部磁束が扱えるようになった⁽⁷⁾。これらの数値解析は、機器の設計および従来の等価回路理論に基づく定数の算出に成果を上げている。また、このような数値解析を同期発電機の現象解析に用いた研究も行われ、現実同期発電機内部で生じる様々な動作特性の磁束計算に基づく解明が行われつつある⁽²²⁾。しかし、これらの結果において、現実の発電機内部磁束の変化が充分正確に反映されているか否かの検討が充分になされていないように見受けられる。本章ではこのような状況を考慮して、三相平衡負荷定常状態において、同期発電機内部の空隙磁束密度を電機子歯頭部に取り付けたさぐりコイルの誘起電圧を用いて算定する方法を導く。本方法は、以後の章で定態時の実験の測定結果の処理において使用し、第4章の過渡時の空隙磁束密度の算定法の基礎となるものである。

2. 2 供試発電機

2. 2. 1 定格および諸元

本論文における解析の対象とする同期発電機は4極回転界磁型突極機で、その定格および設計諸元は表2. 1に示す。電機子歯頭部および回転子各部にはさぐりコイルが取り付けられており、その取り付け位置を図2. 1に示す。ただし、本論文に関する実験では電機子歯頭部のもののみを使用する。また供試発電機は制動巻線が着脱可能となっているが、本論文に関する実験では一切使用しない。

供試発電機は154(kV)系統における13(MVA)の発電機を模擬して製作されたものであり、実機相当の無負荷飽和特性と短絡比をもたせるために、界磁鉄心部

表 2. 1 定格および設計諸元

定 格

相数：3，周波数：60(Hz)，極数：4
出力：6(kVA)， $\cos\phi$ ：0.9(遅れ)，定格：連続
定格電圧：220(V)，定格負荷電流：15.7(A)，
回転数：1800(rpm)，界磁電流：4.8(A)

固定子

直径：内径 275(mm) ($r=137.5$ (mm))，外径 410(mm)，(スロット形状)
軸長：1=130(mm)，極中央における空隙：3.3(mm)
鉄心材質：S18 0.5(mm) 2(W/kg)
端板材質：SPC 1(mm)
フィンガー材質：鉄
スロット数：36
每極每相のスロット数：3
スキュー：24(mm) (275 ϕ)
直列導体数：8
固定子スロットピッチ(機械角)： $\alpha_m = 2\pi/36$ (rad)
“(電気角)： $\alpha = 2\pi/18$ (rad)
巻線方式：重ね巻，二相巻，分布巻，短節巻，
整数スロット巻，星型結線
電機子抵抗： $r_a=0.149(\Omega)$ (75 $^{\circ}$ C)
さぐりコイル巻数：N=3

回転子

回転子外径：268.4(mm)
軸長：130(mm)
極片長：90(mm)
極弧の幅：76.6 $^{\circ}$
磁極：成層
鉄板材料：Mild steel 1.6(mm)
界磁巻線每極巻数： $N_f=500$
界磁巻線直流抵抗：14.9(Ω)

(回転子形状)

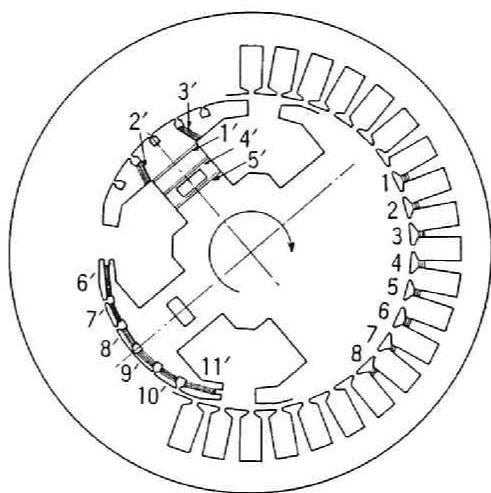


図 2. 1 発電機断面図とさぐりコイル取り付け位置

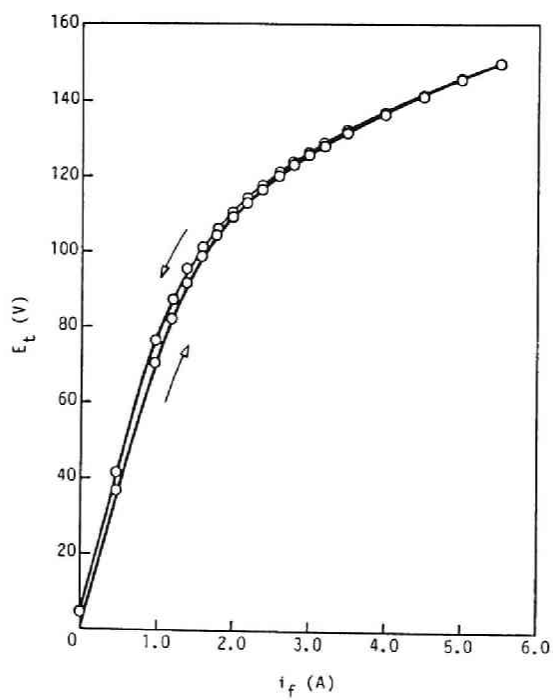


図 2. 2 端子電圧の無負荷飽和特性

表 2. 2 供試発電機の諸定数

直軸同期リアクタンス	x_d	93.7 % (不飽和値) 49.5 % (飽和値)
横軸同期リアクタンス	x_q	76.1 % (飽和値)
逆相リアクタンス	x_2	25.0 %
零相リアクタンス	x_0	8.65 %
直軸過渡リアクタンス	x_d'	31.5 %
横軸過渡リアクタンス	x_q'	76.1 %
直軸初期過渡リアクタンス	x_d''	25.4 %
横軸初期過渡リアクタンス	x_q''	30.1 %
電機子時定数	T_a	0.024 sec
短絡初期過渡時定数	T_d''	0.012 sec
開路時定数	T_{d0}'	0.434 sec (75°C)
短絡過渡時定数	T_d'	0.104 sec (75°C)

但し%値は、6KVA, 220Vベースの値である。

に峡部(isthmus: イスミス部)が設けられている。また界磁電流 $i_f = 3.2(\text{A})$ で公称界磁誘導起電力 $220(\text{V})$ を発生する。基本特性である無負荷飽和特性を図 2. 2 に示し、短絡特性を図 2. 3 に示す。これより供試発電機の短絡比は 2.0 である。さらに、電気学会試験法要綱⁽²⁹⁾に従って測定した供試発電機の諸定数を表 2. 2 に示す⁽³⁰⁾。

供試発電機では、回転子の同軸上に固定された円盤の、直径の両端に設けた突起の位置を、無接触の電磁ピックアップを用いて検出し、電気的一周期に一パルスの信号を得ることができる。この信号を他の諸量と同時に記録すれば回転子の時間および空隙位置の基準信号となる。以下この信号を d 軸パルスと呼ぶ。実験ではこの d 軸パルスと諸量をデータレコーダに記録し、再生データを $8(\text{kHz})$ のサンプリング周波数で A/D 変換して数値処理を行う。

2. 2. 2 2 極機モデルと座標系

供試発電機は 4 極機であるが、磁束分布の表現と電気出力の表現の関係を簡潔にするため、図 2. 4 に示す 2 極機モデルを導入する。このモデルの設定にともない二つの座標系 ξ , θ (rad) を導入する。 ξ は空隙位置を表す座標系であり、 θ は回転子の直軸位置を表す座標系で(1-2)式で表される。これらの座標原点は a 相巻線軸に置く。すなわち、 θ は時間関数として次式で表される。

$$\theta(t) = \omega_g t + \delta \quad (2-1)$$

ここで一機無限大母線系統の状態を考えれば、 ω_g は無限大母線の基準角周波数 ($= 120\pi (\text{rad/sec})$)、 δ は相差角を表している。一方、回転子上に静止した座標系として η (rad) を導入しておく。これは、 θ , ξ を用いて次式で表される。

$$\eta = \xi - \theta \quad (2-2)$$

2. 3 起磁力分布と空隙磁束密度分布

発電機歯頭部に取り付けられたさぐりコイル誘起電圧は、その空隙位置におけ

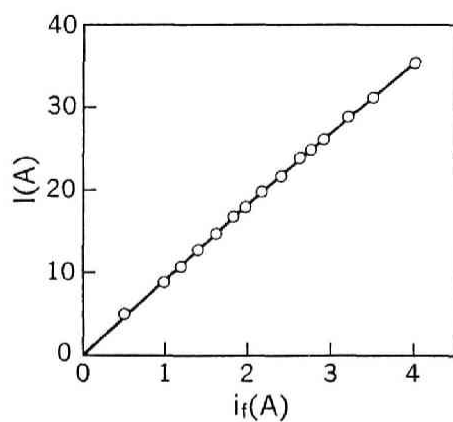


図 2. 3 永久短絡特性

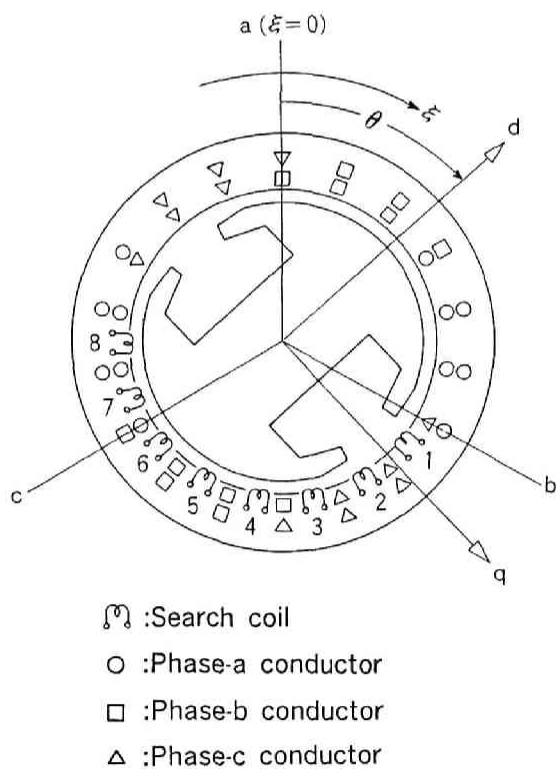


図 2. 4 2 極機モデルと座標系

る磁束の時間的変動によって生じる。従ってこの誘起電圧を解析するためには、空隙に存在する磁束密度の時間および空間調波成分をあらかじめ把握しておく必要がある。本節では、電機子電流と界磁電流の起磁力分布に基づいて空隙磁束密度分布の表現について検討する。

2. 3. 1 起磁力分布

三相平衡負荷時の供試発電機の空隙磁束は、界磁電流による界磁起磁力と電機子電流による電機子反作用起磁力の双方の起磁力によって生成される。まず界磁起磁力分布 $\text{mmf}_1(\xi, \theta)$ (AT) は、界磁巻線の配置と回転子の構造の対称性より近似的に図 2. 5 で示す分布で与えることができる。従って $\text{mmf}_1(\xi, \theta)$ は界磁電流が i_f (A) の時、近似的に次式で与えられる。

$$\text{mmf}_1(\xi, \theta) = \sum_{n=1, 3, \dots} i_f \cdot A_n \cos n(\xi - \theta) \quad (2-3)$$

ここに係数 A_n は回転子の形状によって決まる定数である。

一方、電機子反作用起磁力は電機子巻線分布に電機子電流が流れることによって生成される。供試発電機の a 相巻線は図 2. 6 に示すように分布している。従ってこれに単位電流が流れたとき、起磁力は図 2. 7 に示すように分布する。この分布 $f_a(\xi)$ (AT) は次式で表される⁽²⁵⁾。

$$f_a(\xi) = - \sum_{m=1, 3, \dots} a_m \cos m\xi \quad (2-4)$$

ここで

$$a_m = \frac{4M_a}{m\pi} \left(\sin \frac{m\pi}{3} + 2 \sin \frac{4m\pi}{9} \right) \quad (2-5)$$

M_a ; 単位起磁力強度 (導体数)

同様に、b 相、c 相巻線の起磁力分布 $f_b(\xi)$ 、 $f_c(\xi)$ は電機子巻線構造より次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 f_b(\xi) &= f_a(\xi - \frac{2\pi}{3}) \\
 f_c(\xi) &= f_a(\xi - \frac{4\pi}{3})
 \end{aligned}
 \tag{2-6}$$

いま，三相平衡負荷時に流れる電機子電流は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 i_a(\theta) &= -\sqrt{2} \sum_{n=1,3,\dots} I_{an} \sin(n\theta + \gamma_n) \\
 i_b(\theta) &= -\sqrt{2} \sum_{n=1,3,\dots} I_{an} \sin(n\theta + \gamma_n - \frac{2\pi n}{3}) \\
 i_c(\theta) &= -\sqrt{2} \sum_{n=1,3,\dots} I_{an} \sin(n\theta + \gamma_n - \frac{4\pi n}{3})
 \end{aligned}
 \tag{2-7}$$

ここに γ_n は内部力率角を表す。定常状態では(2-7)式における I_{an} は定数である。従って，三相平衡負荷時の電機子反作用起磁力 $\text{mmf}_2(\xi, \theta)$ (AT)は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 \text{mmf}_2(\xi, \theta) &= f_a(\xi) i_a(\theta) + f_b(\xi) i_b(\theta) + f_c(\xi) i_c(\theta) \tag{2-8} \\
 &= -\frac{3\sqrt{2}}{2} \left[\sum_{m=1,3,\dots} a_m I_{am} \sin \{m(\xi - \theta) - \gamma_m\} \right. \\
 &\quad - a_5 I_{a1} \sin(5\xi + \theta + \gamma_1) \\
 &\quad \left. + a_7 I_{a1} \sin(7\xi - \theta - \gamma_1) + \dots \right] \tag{2-9}
 \end{aligned}$$

以上より，三相平衡負荷時の空隙に沿う起磁力分布 $\text{mmf}(\xi, \theta)$ (AT)は

$$\text{mmf}(\xi, \theta) = \text{mmf}_1(\xi, \theta) + \text{mmf}_2(\xi, \theta) \tag{2-10}$$

で表すことができる。

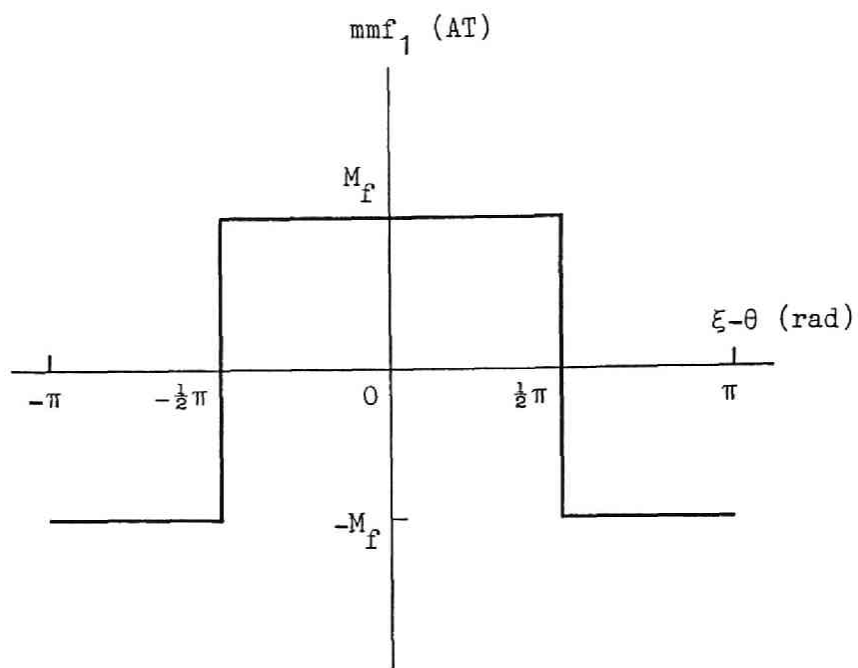


図 2. 5 界磁電流による起磁力分布

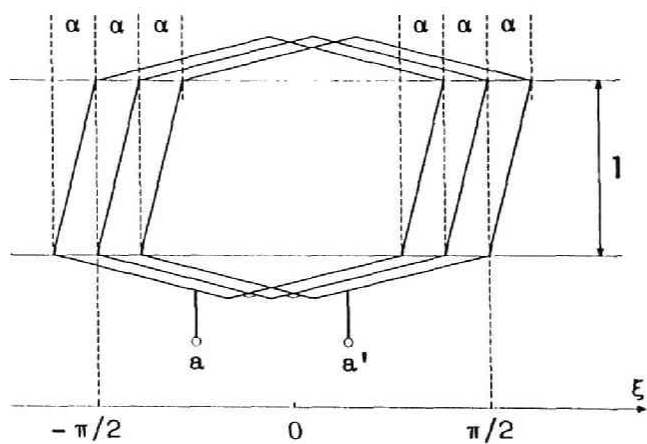


図 2. 6 a 相巻線分布図

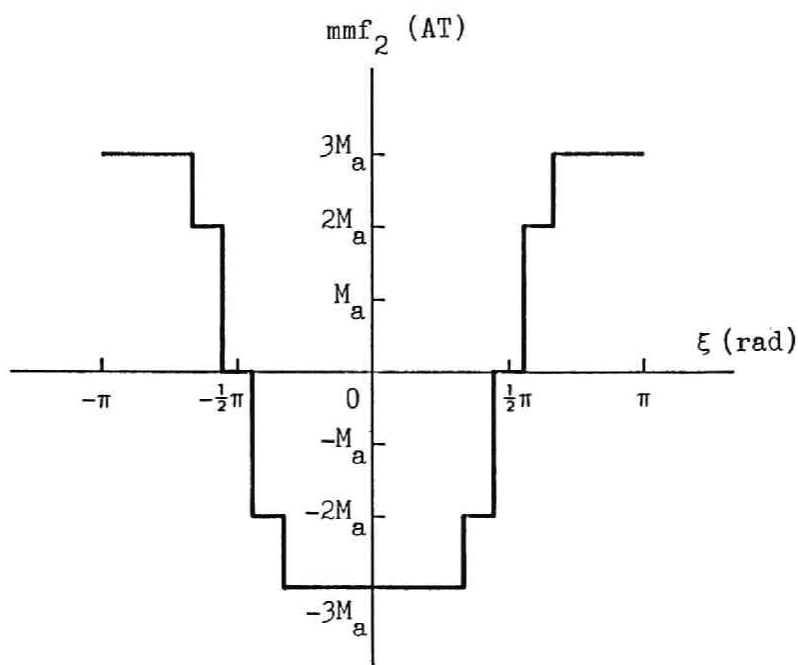


図2. 7 電機子電流による起磁力分布

2. 3. 2 空隙磁束密度分布

前節で導いた三相平衡負荷時の空隙に沿う起磁力によって空隙磁束が生成される。磁気回路が磁束に関して線形性を有しているならば、この起磁力と磁路のパーミアンス分布から磁束密度分布が決定できる。しかし、負荷時の磁束の磁路の変化や鉄心の磁束飽和の影響を受けるために、(2-3), (2-9), (2-10)式から直接に磁束密度の成分の値を決定することは困難である。そこで、三相平衡負荷時には空隙磁束の空間・時間調波成分は、これらの影響を考慮しても起磁力分布に含まれる成分に一致し、起磁力成分に含まれない磁束成分は現れないと仮定する。従って、三相平衡負荷時の磁束密度分布 $B(\xi, \theta)$ (Wb/m^2) は近似的に次式で表すことができる。

$$\begin{aligned}
B(\xi, \theta) = & \sum_{n=1, 3, \dots} \{ (B_n + B_{nd}) \cos n(\xi - \theta) + B_{nq} \sin n(\xi - \theta) \} \\
& + B_{5c}^{1-} \cos(5\xi + \theta) + B_{5s}^{1-} \sin(5\xi + \theta) \\
& + B_{7c}^{1+} \cos(7\xi - \theta) + B_{7s}^{1+} \sin(7\xi - \theta) \quad (2-11)
\end{aligned}$$

ここに、 B_n は界磁電流による磁束密度成分、 B_{nd} と B_{nq} は電機子電流による電機子反作用磁束密度のd軸、q軸成分であり、これらは時間n倍・空間n倍の高調波成分で回転子の回転に同期しており、回転子上に静止する。 B_{5c}^{1-} 、 B_{5s}^{1-} は時間基本・空間5倍の回転子と逆方向に回転子の1/5のスピードで回転する磁束密度成分のcos, sin成分を表し、 B_{7c}^{1+} 、 B_{7s}^{1+} は時間基本・空間7倍の回転子と同方向に回転子の1/7のスピードで回転する磁束密度成分のcos, sin成分を表している。これらは、電機子巻線の巻線構造によって発生する。現実には空隙磁束に(2-11)式に表す以外の成分も存在するが、量的には無視できる⁽²⁵⁾。また、回転子上に静止する磁束成分のうちd軸成分は、界磁電流による磁束成分と電機子電流による電機子反作用磁束成分の加算の表現を用いているが、これは両成分が合わさった磁束成分であることを意味している。これらは磁束飽和の影響により単純な加算にはなっていないと考えられる。この点については、第3、8、9章で検討する。ここで、各磁束密度成分は定態時においては定数である。

2. 4 さぐりコイルを用いた定態時の空隙磁束密度分布算定法

前節で電流の起磁力分布に基づいて表現した空隙磁束密度分布の各成分を、電機子歯頭部に取り付けたさぐりコイル誘起電圧を用いて分離抽出する方法について述べる。まず定態時におけるさぐりコイル誘起電圧から空隙磁束分布を算定する方法を示す。供試発電機の場合、8ヶ所の電機子歯頭部にさぐりコイルが巻かれており、i番目のさぐりコイルが巻かれている空隙位置を ξ_i とする。まず、データ処理の段階でd軸パルスを発生する突起と実際の回転子のd軸の位相差は、無負荷誘導起電力がq軸成分だけで表されるように回転し、修正する必要がある。これにともない、さぐりコイル誘起電圧の位相を本当のd軸位置を基準とする位相に修正する。以下 ξ_i は、その処理により、さぐりコイルのa相巻線軸からの空

隙位置を正確に表している。位置 ξ_i のさぐりコイル誘起電圧を $e_{sc}(\xi_i, \theta)$ (V), 空隙磁束密度を $B(\xi_i, \theta)$ (Wb/m²) とすると次の関係が成立する。

$$\int e_{sc}(\xi_i, \theta) dt = N r \alpha_m \ell B(\xi_i, \theta) \quad (2-12)$$

ここで $N (=3)$ はさぐりコイルの巻数, $r (= 0.1375 \text{ (m)})$ は電機子内半径, $\alpha_m (= 2\pi/36 \text{ (rad)})$ はスロット角 (機械角), $\ell (= 0.13 \text{ (m)})$ は電機子軸長である。また, さぐりコイル誘起電圧 $e_{sc}(\xi_i, \theta)$ は次式で表される。

$$e_{sc}(\xi_i, \theta) = \sum_{n=1,3,\dots} \{ E_{nc}(\xi_i) \cos n(\xi_i - \theta) + E_{ns}(\xi_i) \sin n(\xi_i - \theta) \} \quad (2-13)$$

ここで $E_{nc}(\xi_i)$, $E_{ns}(\xi_i)$ は定数である。いま, d 軸パルスを基準信号とし, その間隔を T_θ (sec) とすると, 定態時には $2\pi/\omega_\theta$ と等しく, (2-13) 式の各調波の振幅は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} E_{nc}(\xi_i) &= \frac{2}{T_\theta} \int_{-T_\theta/2}^{T_\theta/2} e_{sc}(\xi_i, \theta) \cos n(\xi_i - \theta) dt \\ E_{ns}(\xi_i) &= \frac{2}{T_\theta} \int_{-T_\theta/2}^{T_\theta/2} e_{sc}(\xi_i, \theta) \sin n(\xi_i - \theta) dt \end{aligned} \right\} \quad (2-14)$$

実験データの数値処理では, この積分は d 軸パルス間の全サンプリング点における加算となる。定態時においてサンプリング点は基準周期間において約 133 点取られている。(2-13) 式を (2-12) 式に代入することにより, 空隙位置 ξ_i における磁束密度 $B(\xi_i, \theta)$ は次式で表される。

$$B(\xi_i, \theta) = \frac{1}{N r \alpha_m \ell \omega_\theta} \sum_{n=1,3,\dots} \frac{1}{n} \{ E_{ns}(\xi_i) \cos n(\xi_i - \theta) - E_{nc}(\xi_i) \sin n(\xi_i - \theta) \} \quad (2-15)$$

ここで ω_0 は(1-3)式で表される。ここに得られた磁束密度を(2-11)式において $\xi = \xi_i$ とした表現と比較すると次の関係式が導かれる。

$$\left. \begin{aligned} (B_{1i} + B_{1d}) + B_{5c}^{1-} \cos 6\xi_i + B_{5s}^{1-} \sin 6\xi_i \\ + B_{7c}^{1+} \cos 6\xi_i + B_{7s}^{1+} \sin 6\xi_i &= \frac{E_{1s}(\xi_i)}{N r \alpha_n l \omega_0} \\ B_{1q} + B_{5c}^{1-} \sin 6\xi_i - B_{5s}^{1-} \cos 6\xi_i \\ + B_{7c}^{1+} \sin 6\xi_i - B_{7s}^{1+} \cos 6\xi_i &= \frac{-E_{1c}(\xi_i)}{N r \alpha_n l \omega_0} \end{aligned} \right\} \quad (2-16)$$

$$\left. \begin{aligned} B_{ni} + B_{nd} &= \frac{1}{N r \alpha_n l n \omega_0} E_{ns}(\xi_i) \\ B_{nq} &= \frac{-1}{N r \alpha_n l n \omega_0} E_{nc}(\xi_i) \end{aligned} \right\} \quad (2-17)$$

($n = 3, 5, 7, \dots$)

まず(2-16)式中の各成分を分離抽出する方法を説明する。(2-16)式は起磁力から検討した6個の未知な磁束密度成分に対し、1本のさぐりコイルの誘起電圧から2つの異なる関係式が得られることを示している。そこで3本の隣合う電機子歯頭部に取り付けられたさぐりコイルの誘起電圧を用いると、6個の未知な成分を一意に決定するのに必要な6個の独立な関係が得られる。従ってこの連立方程式を解くことにより時間基本波の各空間調波成分が分離抽出できる。次に、空隙磁束の時間・空間高調波は(2-12)式で与えられる。測定誤差および(2-11)式の近似式で考慮されていない空隙磁束密度の微小成分を取り除くために、先の3本のさぐりコイル出力について平均を取りその値を時間・空間高調波の値とする。一方(2-16)式の連立により求まる時間・空間基本波は、供試発電機のさぐりコイルの空隙位置が ξ_i に関して 20° （スロットピッチ）づつ異なることから、隣り合う3本のさぐりコイル出力の時間基本波について平均すると一意に定まり、連立方程式の解と一致する⁽⁹⁾。従って、(2-11)式の回転子上に静止する時間・空間 n 次調

波成分は次式で与えることができる。

$$B_n + B_{nd} = \frac{1}{3 N r \alpha_m l n \omega_g} \sum_{i=1}^3 E_{ns}(\xi_i)$$

$$B_{nq} = \frac{-1}{3 N r \alpha_m l n \omega_g} \sum_{i=1}^3 E_{nc}(\xi_i)$$

$$(n = 1, 3, 5, 7, \dots)$$
(2-18)

以上の議論は三相平衡定態時における議論であり、 $E_{nc}(\xi_i)$ 、 $E_{ns}(\xi_i)$ が定数と見なせる場合に限定される。求まった空隙磁束密度の各成分を(2-11)式に代入することにより、定態時の空隙磁束密度分布を一意に決定することができる。

2. 5 まとめ

本章では、供試発電機内部の電機子歯頭部に取り付けたさぐりコイルの誘起電圧を用いて、三相平衡負荷定態時において空隙磁束密度を算定する方法を示した。さぐりコイル誘起電圧を時間積分して得る空隙磁束密度に含まれる磁束成分は、発電機の動作状態により異なるために一律に扱うことができない。従って、本章ではあらかじめ界磁起磁力と電機子反作用起磁力成分を把握し、それより空隙磁束密度成分の主要成分を決定し、その空間に固定されたさぐりコイルの誘起電圧との対応関係に基づいて成分を決定する方法を導いた。この方法により、供試発電機の動作特性を内部磁束挙動に基づいて検討することが可能となる。本章では、三相平衡負荷定態時の場合のみしか考慮していない。不平衡負荷時の場合については、改めて第7章で詳述する。また、後に4章で、本章に述べた方法が過渡時の解析にも拡張することができることを示す。まず次章では、本章に述べた方法を一機無限大母線系統における同期発電機の内部磁束の解析に適用し、特性表現の検討に用いる。

第3章 同期発電機の定態時の特性表現

3. 1 まえがき

同期発電機の理論は、発電機内部磁束に飽和とヒステリシスが無く、空隙磁束密度が正弦波状の分布をしていることを仮定して構成された線形理論である。これらの仮定は多くの発電機に関しておおむね成立すると考えられる。この線形理論では同期発電機の鎖交磁束と電流の関係式において、発電機の特性を表す係数はほぼ定数と考えられている。本章では、このような表現が発電機の鎖交磁束と電流の関係の実体を正確に表しているか否かの検討が充分になされていない点に着目し、空隙磁束の測定結果より電機子巻線鎖交磁束および界磁巻線鎖交磁束の算定法を示し、それらと電流の関係について検討する。この実験には第2章で詳述した供試発電機を用い、その電機子歯頭部に取り付けたさぐりコイル誘起電圧を同じく第2章で述べた方法で解析し、空隙磁束密度分布を得る。この空隙磁束密度分布より求めた d q 各軸鎖交磁束、界磁巻線鎖交磁束と電流の関係の導出に、従来から定態時の解析に用いられてきた特性表現の導出法を適用し、電機子巻線と界磁巻線の各インダクタンスを算定する。また、電機子巻線鎖交磁束と端子電圧、電流の関係から電機子漏れリアクタンスの動作状態の推移に伴う変化を求める。本章ではこれらの結果に基づき、導出した供試発電機の定態時の特性表現を詳細に検討し、その問題点について考察する。

3. 2 実験の設定条件

実験は2. 2節に詳述した供試発電機を用いて、図3. 1の一機無限大母線系統を構成して行う。図3. 1において変圧器 $Tr. 1$ は定格 6(kVA)、一次/二次電圧 220/3300 (V)であり、 $Tr. 2$ のそれらは 20(kVA)、3300/210(V)である。送電線は220(V)、15.7(A)をベースとして 40(%)一回線であり、無限大母線として 210(V)、60(Hz)の配電線を用いる。供試発電機は、独立に励磁された定格容量 15(kW)の直流電動機で駆動する。

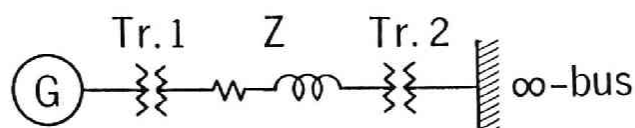


図 3. 1 一機無限大系統

実験は次の二つの方法で行う。

- (1) 界磁電流を一定 ($I_f = 2.0, 3.2, 5.0(\text{A})$) に保ち，発電機の出力を定態安定領域内で直流機の機械的出力を系に動揺を与えないように準静的に増加する。
- (2) 発電機の出力を一定 ($P = 6.0(\text{kW})$) に保ち，界磁電流を定態安定領域内で減少させる。

上述の定態安定領域は 3. 4. 1 節の図 3. 4 に示し，図中の小円で測定点を示す。

3. 3 鎖交磁束と電流の関係式

本節では，空隙磁束密度分布に基づいて鎖交磁束と電流の関係式を導出し，インダクタンスを算定する方法について説明する。

3. 3. 1 空隙磁束密度分布

三相平衡負荷時の空隙磁束密度分布は、2. 3 節における考察より、2. 2 節に示した2極機モデルを用いて次式で与えられた。

$$\begin{aligned}
 B(\xi, \theta) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots} \{ (B_n + B_{nd}) \cos n(\xi - \theta) + B_{nq} \sin n(\xi - \theta) \} \\
 + B_{5c}^{1-} \cos(5\xi + \theta) + B_{5s}^{1-} \sin(5\xi + \theta) \\
 + B_{7c}^{1+} \cos(7\xi - \theta) + B_{7s}^{1+} \sin(7\xi - \theta) \quad (3-1)
 \end{aligned}$$

ここで B_n は界磁磁束密度、 B_{nd} と B_{nq} は電機子反作用磁束密度の直軸および横軸成分を表す。これらの成分は回転子からみて静止した磁束成分である。一方、 B_{5c}^{1-} と B_{5s}^{1-} は回転子の回転スピードの $1/5$ で回転子と反対方向に回転する時間基本・空間5倍の磁束成分であり、 B_{7c}^{1+} と B_{7s}^{1+} は回転子の回転スピードの $1/7$ で回転子と同じ方向に回転する時間基本・空間7倍の磁束成分である。これらは第2章で見たように、電機子巻線の巻線構造によって発生し、回転子上には静止せず、回転子に対して基本波の6倍の周期で振動している。

本章では、回転子上に静止しない磁束成分は発電機特性に本質的な影響を与えないので磁束密度分布の表現から除外する。この妥当性については後に実験結果を用いて示す。以後本章では、空隙磁束密度分布の簡略表現として次式を用いる。

$$B(\eta) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots} \{ (B_n + B_{nd}) \cos n\eta + B_{nq} \sin n\eta \} \quad (3-2)$$

ここで η は(2-2)式で与えられる。上式における $B_n + B_{nd}$, B_{nq} ($n = 1, 3, 5, \dots$) の各成分は(2-16), (2-17)式により電機子歯頭部の3本の連続したさぐりコイルを用いて正確に抽出できるものである。

3. 3. 2 電機子巻線の磁束に基づくインダクタンス

a 相巻線鎖交磁束 $\phi_a(\theta)$ (Wb) は、 $B(\xi, \theta)$ を図2. 6に示すa相巻線の領域で積分することにより得られる。すなわち、a相巻線の軸方向の座標を ξ とすると、

$$\phi_a(\theta) = 16 \kappa_e \sum_{m=0,1,2} \int_0^{\ell} d\xi \int_{-\pi/2-(m-1)\alpha+\alpha\xi/\ell}^{\pi/2-m\alpha+\alpha\xi/\ell} B(\xi, \theta) r d\xi \quad (3-3)$$

$$= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \{ (B_n + B_{nd}) \cos n\theta - B_{nq} \sin n\theta \} \quad (3-4)$$

ここで係数 16 は 2(極対)×8(直列素導体数)を表し、また、

$$K_n = \frac{32 r \ell_e}{n^2 \alpha} \left(\sin \frac{n\pi}{2} \right) (\sin n\alpha + \sin 2n\alpha) \quad (3-5)$$

$$\begin{aligned} \ell_e &= \kappa_e \ell & : \text{電機子有効軸長} \\ \kappa_e & & : \text{有効軸長係数} \end{aligned}$$

発電機構造の対称性より、b, c 相巻線鎖交磁束は次式で与えられる。

$$\phi_b(\theta) = \phi_a\left(\theta - \frac{2\pi}{3}\right), \quad \phi_c(\theta) = \phi_a\left(\theta - \frac{4\pi}{3}\right) \quad (3-6)$$

以下の電機子巻線鎖交磁束の取り扱いでは、(3-4), (3-6)式の高調波成分を無視する。これは、これらの成分が三相平衡負荷定態時において出力の時間変動を与えるが、平均的には発電機特性に本質的な影響を全く与えないことによる。ここで求めた(3-4), (3-6)式の $\phi_a(\theta)$, $\phi_b(\theta)$, $\phi_c(\theta)$ に(1-1)式のd q変換をほどこすと ϕ_d , ϕ_q は次式で表される。

$$\phi_d = K_1 (B_1 + B_{1d}) \quad (3-7)$$

$$\phi_q = K_1 B_{1q}$$

磁束を中心に議論すると、電機子電流 $i_a(\theta)$, $i_b(\theta)$, $i_c(\theta)$ は(2-7)式と同様次式で表される。

$$\begin{aligned}
i_a &= -\sqrt{2} I \sin(\theta + \gamma) \\
i_b &= -\sqrt{2} I \sin\left(\theta + \gamma - \frac{2\pi}{3}\right) \\
i_c &= -\sqrt{2} I \sin\left(\theta + \gamma - \frac{4\pi}{3}\right)
\end{aligned} \tag{3-8}$$

ここで γ は内部力率角を表す。これらを d q 変換すると i_d, i_q は次式となる。

$$\begin{aligned}
i_d &= -\sqrt{2} I \sin \gamma \\
i_q &= \sqrt{2} I \cos \gamma
\end{aligned} \tag{3-9}$$

次に、(3-7), (3-9) 式より鎖交磁束と電流の関係を考える。ここで、次の仮定を適用する。

- (1) 供試発電機の磁束飽和は界磁極イスマス部のみで生じ、飽和特性は磁束の d 軸成分のみに生じる。
- (2) 飽和は界磁極内部で生じるので界磁電流のみに依存し、その磁束成分は電機子電流によらず磁束密度の無負荷飽和特性に従う。

この仮定に基づき、鎖交磁束と電流の関係は次式で表すことができる。

$$\begin{aligned}
\phi_d &= K_1 (B_1 + B_{1d}) = L_{df} i_f - L_{ad} i_d \\
\phi_q &= K_1 B_{1q} = -L_{aq} i_q
\end{aligned} \tag{3-10}$$

ここで各 L 's はインダクタンスを表すが、それは後に定義する。上式において $L_{df} i_f$ の項は界磁起磁力に依存する電機子巻線鎖交磁束の d 軸成分であり、 $L_{ad} i_d$ と $L_{aq} i_q$ は電機子反作用に依存する電機子巻線鎖交磁束の d 軸、q 軸成分である。

上述の仮定 (1), (2) に基づき、界磁電流によって決まる無負荷時の空隙

磁束密度の空間・時間基本波の \cos 成分の値を B_1 とみなす。このとき、(3-10) 式のインダクタンスは、負荷時の空隙磁束密度の空間・時間基本波成分 $B_1 + B_{1d}$ から B_1 を分離することができるので、全て実験的に決定することができる。すなわち、算定式は次式となる。

$$L_{df} = \frac{K_1 B_1}{i_f}, \quad L_{ad} = \frac{K_1 B_{1d}}{-i_d}, \quad L_{aq} = \frac{K_1 B_{1q}}{-i_q} \quad (3-11)$$

ここに定義したインダクタンスは、電機子漏れ磁束および界磁漏れ磁束の成分を含んでいない。なぜなら、第2章で説明したさぐりコイル誘起電圧を用いて測定できる $B(\eta)$ に含まれる電機子漏れ磁束は無視できる程度だからである。

上式のインダクタンスの計算において、(3-5)式の電機子巻線の有効軸長の評価を行う必要がある。これは、電機子漏れインピーダンスと関連した問題であり、次節でまとめて扱う。

3. 3. 3 電機子巻線の有効軸長と漏れインピーダンス

前節で指摘したように電機子巻線の有効軸長は、磁束に基づいてインダクタンスを算定するために重要な量である。発電機の内部磁束の分布状態によって変化するものと考えられる。本節では空隙磁束密度分布を用いて電機子巻線の有効軸長を評価する。

評価する方法を説明するために、図3. 2のベクトル図を用いる。図中 e_a は内部誘起電力を表し、 e_t は端子電圧、 i_a はa相巻線の電機子電流を表す。ベクトル量 e_t と i_a は容易に測定できるが、 e_a は無負荷時においてしか直接に測定できない。しかし、 e_a は負荷時において端子量からは測定できないが、電機子の有効軸長さえあらかじめ与えれば、空隙磁束密度分布より算定できる。その算定式は次式で表される。

$$e_a(\theta) = \frac{d\phi_a(\theta)}{dt} = \omega K_1 \{ B_{1q} \cos \theta + (B_1 + B_{1d}) \sin \theta \} \quad (3-12)$$

ここで K_1 は

$$K_1 = \frac{32 r \ell_o}{\alpha} (\sin \alpha + \sin 2\alpha) = K \ell_o \quad (3-13)$$

今、電機子漏れインピーダンスを $r_a + jx_{al}$ と表すと、 r_a はブリッジ法 (75°C 変換値) により $0.149(\Omega)$ と得られる。このときベクトル量 $e_t, i_a, r_a i_a$ が既知である。一方、 e_a と $jx_{al} i_a$ の位相は既知であるが大きさはわかっていない。そこで再び図 3. 2 に着目すると、 e_a と $jx_{al} i_a$ の交点よりこれらの大きさが容易に求められる。従って、これらの大きさから電機子有効軸長 ℓ_o と電機子漏れリアクタンスは次の連立方程式により求まる。

$$e_{td} + r_a i_d - x_{al} i_q = \omega K \ell_o B_{1q} \quad (3-14)$$

$$e_{tq} + r_a i_q + x_{al} i_d = \omega K \ell_o (B_1 + B_{1d})$$

ここで、 e_{td}, e_{tq} は電機子端子電圧の d, q 成分を表している。

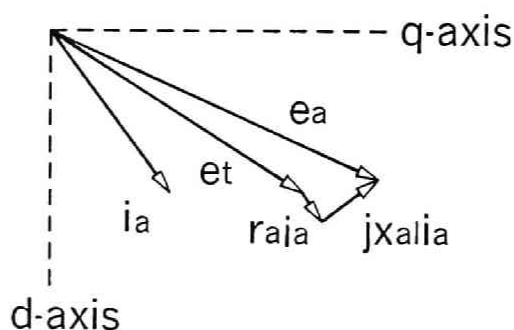


図 3. 2 電機子漏れインピーダンスと有効軸長の説明のためのベクトル図

3. 3. 4 界磁巻線の磁束に基づくインダクタンス

供試発電機は突極型同期発電機であるので、界磁巻線が空隙から離れて位置しており、構造的に漏れ磁束などが発生しやすい。界磁巻線鎖交磁束のうち、電機子巻線とも鎖交する成分は、測定される空隙磁束密度成分のうち、回転子上に静止する全ての成分を、回転子構造の対称性により電気角で $-\pi/2 \leq \eta \leq \pi/2$ の領域に関して積算することにより求めることができる。すなわち

$$\phi_f = 2N_f \ell_{fe} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B(\eta) r \, d\eta \quad (3-15)$$

$$= \sum_{n=1,3,5,7} K_{fn} (B_n + B_{nd}) \sin(n\pi/2) \quad (3-16)$$

ここで

$$K_{fn} = \frac{4N_f r \ell_{fe}}{n}$$

また、 N_f は界磁巻線巻数（= 500 (turn)）， ℓ_{fe} は界磁巻線鎖交磁束の電機子歯頭部における有効軸長を表している。供試発電機では、電機子軸長（= 130 (mm)）に比べて界磁鉄心軸長（= 90 (mm)）が短い、本章では端部の構造などからさぐりコイルで測定される全ての磁束が界磁巻線に鎖交する、すなわち $\ell_{fe} = \ell$ と仮定する。

今、(3-16)、(3-9)式より界磁巻線鎖交磁束と電流の間の関係を考える。(3-16)式は(3-7)式と異なり、空隙磁束密度の回転子上に静止する高調波成分を考慮している。しかし各空間・時間 n 次調波成分 $B_n + B_{nd}$ は、3. 3. 2 節で述べた仮定（1）、（2）に基づき、界磁電流によって生じる磁束密度成分 B_n と電機子電流によって生じる磁束密度成分 B_{nd} に分離することが可能となる。従って、界磁巻線鎖交磁束と電流の関係は次式で表すことができる。

$$\phi_f = L_f i_f - \frac{3}{2} L_{fd} i_d \quad (3-17)$$

ここで L_f は界磁電流の界磁巻線鎖交磁束への寄与を表し、 L_{fd} は電機子電流の寄与を表している。上述の仮定により、界磁電流によって決まる無負荷時の空隙磁束密度の時間・空間 n 次調波 \cos 成分の値を B_n とみなす。従ってインダクタンスは次式で定義できる。

$$L_f = \left\{ \sum_{n=1,3,5,7} K_{fn} B_n \sin(n\pi/2) \right\} / i_f \quad (3-18)$$

$$L_{fd} = \left\{ \sum_{n=1,3,5,7} K_{fn} B_{nd} \sin(n\pi/2) \right\} / \{-3 i_d/2\}$$

3. 4 実験結果

3. 4. 1 供試発電機の基本特性

まず、供試発電機の空隙磁束からみた無負荷飽和特性と一機無限大系統における設定条件下での定態安定度限界を示す。

供試発電機の端子電圧から見た無負荷飽和特性については図 2. 2 に示したが、ここで同様に空隙磁束密度成分から見た特性を図 3. 3 に示す。供試発電機の飽和は主として界磁極イスマス部で生じるので、これらの各調波成分とも界磁鉄心の飽和特性およびヒステリシス特性の影響を受けている。第 8 章で詳細に考察するが、これらの空隙磁束密度の主要成分は、界磁電流によらずほぼ一定の成分比となっており⁽²⁵⁾、界磁極の形状によって決まるものと考えられる。

前節で述べたインダクタンスを算出する際に、空隙磁束密度の空間・時間 n 倍 d 軸成分 $B_n + B_{nd}$ を、界磁電流によって生成される成分 B_n と電機子電流によって生成される成分 B_{nd} に分離する必要がある。従って、前節の仮定により図 3. 3 に得た空隙磁束密度に関する無負荷飽和特性を B_n の値として与えることにより分離できる。しかし、 B_n の変化にヒステリシスが存在すると、値が一意に定まらない。一般には、界磁電流上昇時の飽和曲線と下降時の飽和曲線の同一の磁束密度成分値に対する平均曲線を理想飽和曲線として使用してヒステリシスの影響を避けるが、本実験では便宜上、界磁電流上昇時の磁束密度成分値を B_n の値として用いている。従って、この値を用いた処理結果に、ヒステリシス幅の半分程度の誤

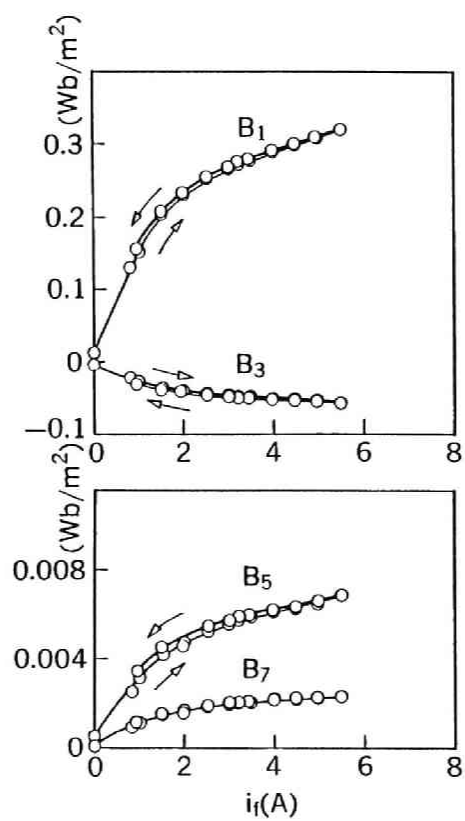


図 3. 3 空隙磁束密度成分の無負荷飽和特性

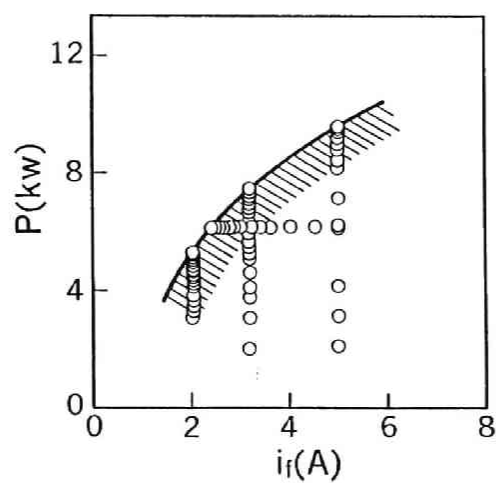


図 3. 4 定態安定領域と測定点

差があることを認識しておく必要がある。

図3. 4は図3. 1に示した一機無限大系統に関する定態安定領域を P と i_f の平面で描いたものである。3. 2節に述べたように、図中の小円は測定点を示している。そして斜線を施した領域が定態安定領域を示している。供試発電機の P または i_f をこの斜線領域から外へ変化させると、発電機に供給される機械入力に電気出力に変換され得ず、回転子の回転速度を加速する。その結果脱調現象が発生する。この現象の特性については次章で詳述する。

3. 4. 2 有効軸長と電機子巻線漏れインピーダンス

3. 3節に示した方法に従って、電機子巻線の有効軸長 l_e と電機子漏れリアクタンス x_{e1} を算定する。その結果 l_e の値は全ての測定点に関してほとんど一定で $l_e = 0.147(\text{m})$ であり、有効軸長係数 $\kappa_e = 1.13$ である。一方 x_{e1} の値は動作状態に応じて図3. 5のように変わる。本論文の以後の考察において有効軸長 l_e の値は、特に記さない場合には $0.147(\text{m})$ を用いる。しかし同様の算定の結果、設定条件、測定精度により異なった値となった場合には、その値を明示して使用することにする。

3. 4. 3 諸量の変化とインダクタンス算定値

端子(相)電圧、電機子電流および空隙磁束密度成分の測定結果を示す。まず、図3. 6は界磁電流を $i_f = 3.2(\text{A})$ 一定に保ち、出力 P を増加した場合の結果を示している。また図3. 7は出力を $P = 6.0(\text{kW})$ に保ち界磁電流を減少した場合の結果である。いずれの場合にも、発電機の動作状態が安定限界近傍に近づくにつれて相電圧、電機子電流、空隙磁束密度基本波の各 dq 成分の大きさが逆転している。

続いて、空隙磁束密度成分の表現式(3-1)で現われる回転子の回転に非同期な成分の算定結果を図3. 8、図3. 9に示す。図3. 8は空間5倍・時間基本波成分の界磁電流 $i_f = 3.2(\text{A})$ 一定とし、出力 P を増加した場合の変化を示し、図3. 9は同じ条件における空間7倍・時間基本波成分の変化を示している。この結果、これらの成分は同期成分の大きさに比べて無視することができ、(3-1)式を(3-2)式のように簡単化することは磁束の実態に合致している。

以上の結果を用いた各インダクタンスの算定結果を次に示す。まず、電機子巻線鎖交磁束と電流の関係を表すインダクタンスの算定結果を、図3. 10および

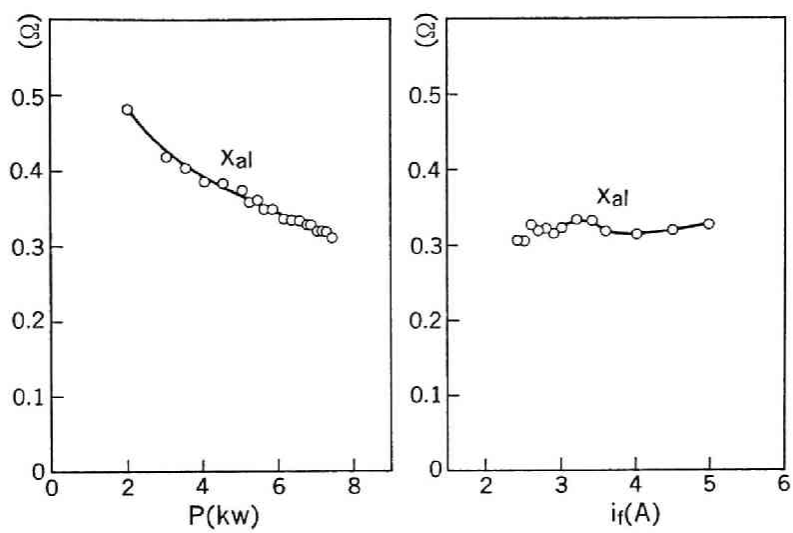


図 3. 5 電機子漏れリアクタンスの算定値

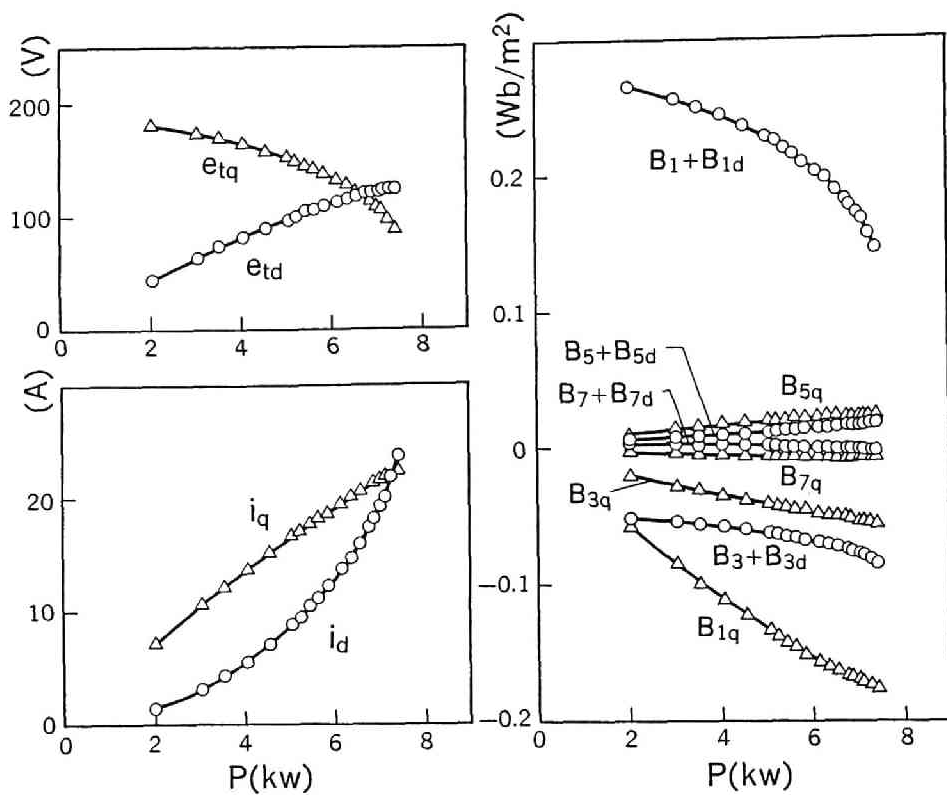


図 3. 6 端子 (相) 電圧, 電機子電流, 空隙磁束密度の測定値
(界磁電流 $i_r = 3.2$ (A), 出力 P 増加時)

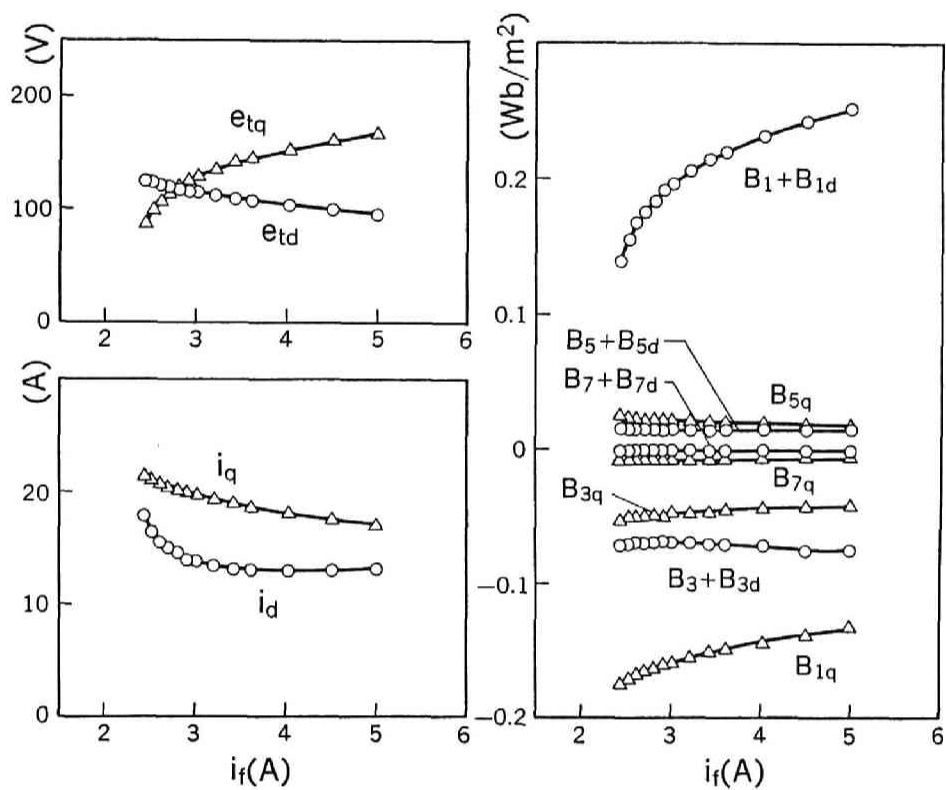


図 3. 7 端子（相）電圧，電機子電流，空隙磁束密度の測定値
(出力 $P = 6.0$ (kW)，界磁電流 i_f 減少時)

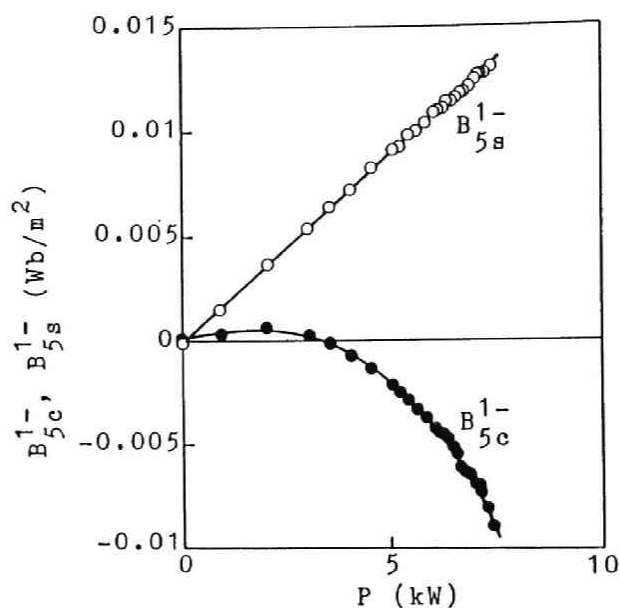


図 3. 8 空間 5 倍・時間基本波空隙磁束密度成分の変化
(界磁電流 $i_f = 3.2$ (A), 出力 P を増加した場合)

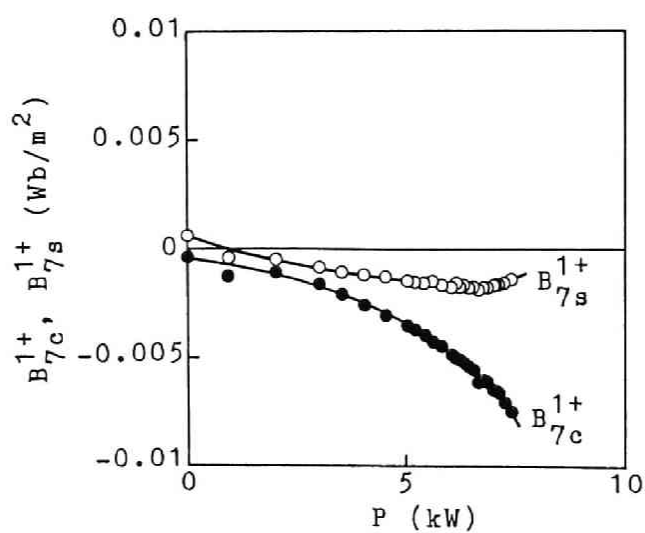


図 3. 9 空間 7 倍・時間基本波空隙磁束密度成分の変化
(界磁電流 $i_f = 3.2$ (A), 出力 P を増加した場合)

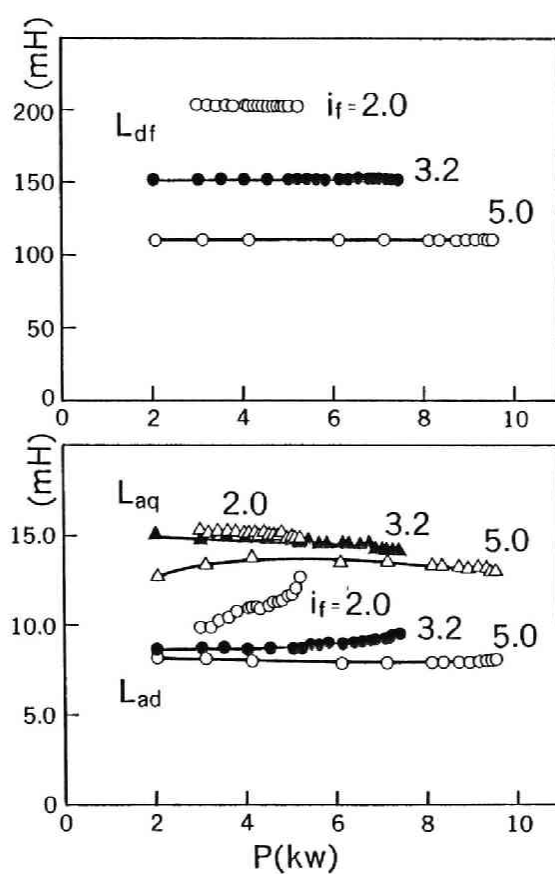


図3. 10 空隙磁束に基づく電機子巻線のインダクタンス算定値
(界磁電流 i_f 一定, 出力 P 増加時)

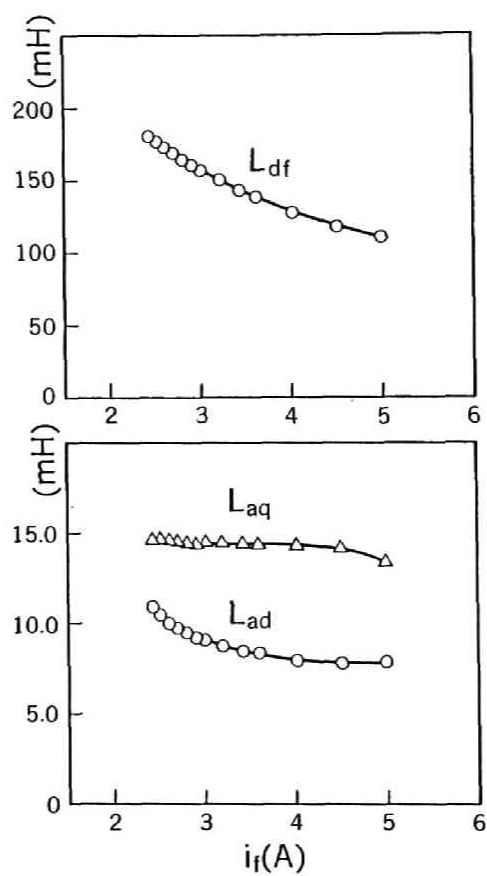


図3. 1 1 空隙磁束に基づく電機子巻線のインダクタンス算定値
(出力 $P = 6.0$ (kW), 界磁電流 i_f 減少時)

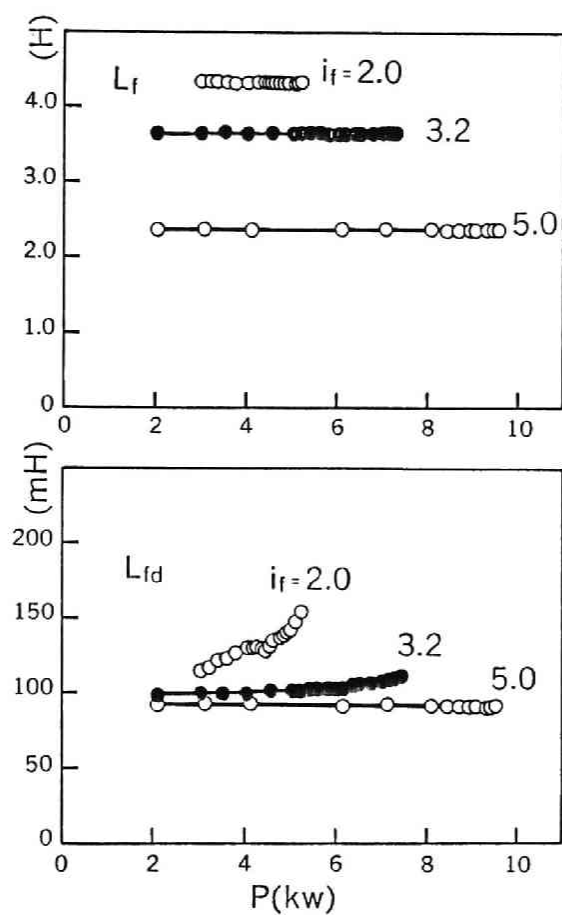


図 3 . 1 2 空隙磁束に基づく界磁巻線のインダクタンス算定値
(界磁電流 i_f 一定, 出力 P 増加時)

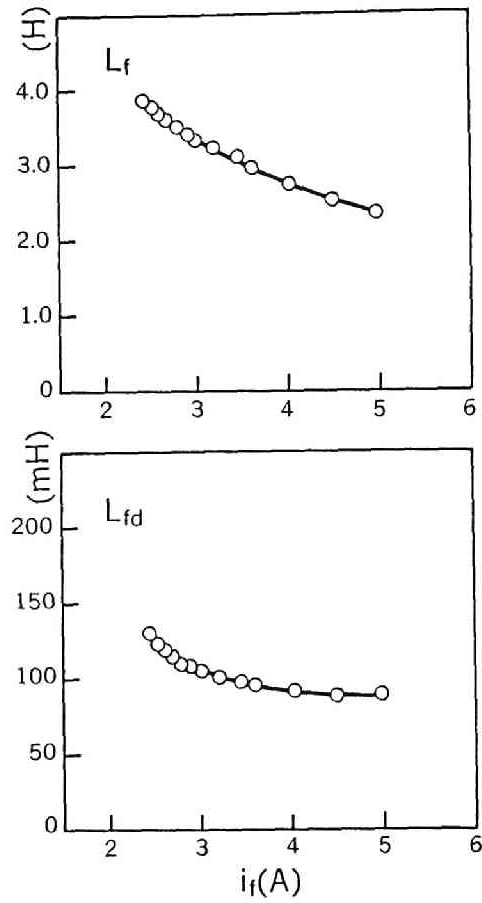


図 3. 1 3 空隙磁束に基づく界磁巻線のインダクタンス算定値
(出力 $P = 6.0$ (kW), 界磁電流 i_f 減少時)

図3. 11に示す。(3-11)式のインダクタンス算定式の導出過程で用いた3. 3. 2節の仮定により、界磁電流が設定されると界磁電流による磁束密度成分 B_1 は、空隙磁束密度の無負荷飽和特性から負荷状態によらず一定値とされている。従って図3. 10の界磁電流一定の設定時には L_{df} の算定結果は一定値となる。一方、この結果、負荷時の空隙磁束密度のd軸成分 B_1+B_{1d} の負荷状態の推移にともなう無負荷時からの変化が B_{1d} に現れ、インダクタンス L_{dd} の算定値は負荷状態に応じて変化することになる。一方、これらの分離とは関係の無い L_{dq} は界磁電流による変化が小さく、出力によらずほぼ一定値となっている。出力を一定とし、界磁電流を変化させた場合には、図3. 11に示すように、同じ仮定に基づく算定法により L_{df} の変化は空隙磁束の無負荷飽和特性によって決まる。 L_{dd} に関しては、 L_{df} の算定法に依存している。また、 L_{dq} は界磁電流の変化によらず一定となっている。

次に界磁巻線鎖交磁束と電流の関係を表わすインダクタンスを図3. 12, 図3. 13に示す。これらの算定では、(3-18)式に示したように、空隙磁束密度の空間・時間高調波成分も考慮している。しかし、上述した算定法の導出に用いた仮定により、界磁電流による自己インダクタンス L_f は、界磁電流一定の設定時には一定値とされ、出力一定の設定時には空隙磁束密度の無負荷飽和特性によって決まっている。従って、電機子電流によるインダクタンス L_{fd} は、負荷状態の推移に伴う B_n+B_{nd} の無負荷飽和特性からの変化を電機子電流による寄与として見た値となっている。負荷時の空隙磁束密度成分は空間・時間基本波成分が他の成分より大きく、算定法の仮定により L_{fd} の変化は L_{dd} の変化に酷似している。

3. 5 検 討

前節において、一機無限大系統の定態時の空隙磁束密度成分の変化を示すと共に、電機子漏れリアクタンス、各巻線のインダクタンスの算定結果を示した。得られた結果について考察する。

本章の方法で算定した電機子漏れリアクタンスは、電機子歯頭部に巻いたさぐりコイル誘起電圧から算定される空隙磁束密度を用いて得た電機子巻線鎖交磁束算定値に基づいている。従って、スロット開口部より電機子に侵入する磁束が無

視されていることによる誤差や、磁束の斜めスロットによる分布変化に伴う誤差があることに注意を要する。しかしながら、算定値は電機子漏れ磁束の主要成分を表していると考えられる。この結果より、電機子漏れ磁束は界磁電流に依存しないが出力増加にともなって減少しており、空隙磁束密度の変化とは無関係で、むしろ電機子電流の増減と関係があると考えられる。このように実験結果より直接に電機子漏れリアクタンスの測定ができたことは、発電機特性の検討に重要な意義がある。

本章で導いた算定式を用いて得た各巻線のインダクタンスは、空隙磁束の算定値と電流の測定値から算出したものであるという点では意義がある。この算定式の導出の際に用いた仮定は、従来の同期発電機の飽和特性の処理法に対応しており、この結果より従来の特性表現が現実の磁束変化を忠実に表現しているか否かを検討することができる。従来より電磁界理論に基づく数値計算によって、同期インダクタンスが負荷状態にの推移に応じて変化することが示されていたが、ここに得た各算定値もパーセント値で L_{ad} は37～61%、 L_{aq} は60～71%の変化をしている。これは、表2.2に示した機器定数の飽和値前後の値となっている。従って、本章で得た算定法による結果は従来の数値計算や、定数測定値などと矛盾しないように見受けられる。しかしながら、実験結果を詳細に検討すると次のような問題点がある。

(1) 電機子巻線鎖交磁束に対する界磁電流の寄与を表すインダクタンス L_{df} と界磁巻線鎖交磁束に対するd軸電流の寄与を表わすインダクタンス L_{rd} が異なる。特に界磁電流が小さく出力が小さいほどその差が大きい。この相互インダクタンスの不一致は電磁気的基本的性質に矛盾する。

(2) 界磁電流の大小により、電機子電流の寄与を表わすインダクタンス L_{ad} 、 L_{rd} の変化の傾向が異なる。また、これらの算定値が、従来の測定定数の飽和値とほぼ対応する。この結果は、各巻線の鎖交磁束に対する界磁電流の寄与にのみ磁束飽和を考慮するという、算定式導出時の仮定に矛盾する。

本章で示したインダクタンスの算定過程で、界磁巻線鎖交磁束の有効軸長の決定法、界磁漏れ磁束の見積りができていないこと、電機子スロットのスキューの影響などが十分に考慮されていないため、算定結果は多少の修正の余地があるが、

これらにより上述の問題点を説明することはできない。従って、ここに挙げた問題点の原因が、磁束飽和の処理法に関する仮定（１），（２）に基づいて、空隙磁束密度 d 軸成分を界磁電流と電機子電流それぞれの寄与へ分離する方法にあるという可能性が考えられる。

3. 6 まとめ

本章では、同期発電機の電機子巻線鎖交磁束、界磁巻線鎖交磁束と電流、端子電圧との関係を、さぐりコイルを用いた空隙磁束密度分布の測定に基づいて考察した。そして、電機子漏れリアクタンスおよび各巻線のインダクタンスの算定法を導出し、その算定結果を示した。この結果、一機無限大母線系統における通常の負荷動作時において、電機子漏れリアクタンスの動作状態の推移に応じた変化を実験的に得た。また、インダクタンスの算定結果に生じた矛盾により、インダクタンス算定式の導出過程で用いた、磁束飽和特性に関する仮定に基づく、空隙磁束密度の d 軸成分を界磁電流と電機子電流の寄与に対応する成分に分離する方法に問題がある可能性が見いだされた。従って、本章の目的であった、磁束の実体に対応した発電機の定態時の動作特性の表現を得るためには、磁束密度の飽和特性と電流の関係について詳細に検討する必要があることがわかった。そこで、後の第 8 章、第 9 章で、供試発電機の飽和特性と上述の分離法を実験データに基づいて詳細に検討し、供試発電機の磁束密度分布と電流の関係を導くことにする。

第4章 過渡時における同期発電機の磁束挙動

－ 算定法および実測結果 －

4. 1 まえがき

第2章において定態時の空隙磁束密度分布を、発電機内部の電機子歯頭部に巻いたさぐりコイル誘起電圧より算定する方法について述べた。本章では、その方法を時間的に緩やかに変化する過渡時の空隙磁束密度が算定できるように改良し、実際に適用した結果について示す。本章で緩やかな変化というのは、過渡時に振幅に生じる基準周期（系統周波数の周期）の振動に比べて10倍程度周期の長い振動を意味している。本章では、まず実験の設定条件を示す。次に、空隙部に生じる磁束密度分布とさぐりコイル誘起電圧との関係を示し、過渡時に現れる空隙磁束密度の変動分ならびに修正量を評価する。最後に、上述の算定法を脱調時のさぐりコイル出力の処理に適用した結果を示し、脱調時の空隙磁束の変化について検討する。

本章に示したさぐりコイル出力解析法は、定態時のみならず、過渡時の空隙磁束密度を緩やかな状態変化をする過渡状態において定量的に把握し、同期発電機の過渡時の動作特性を内部磁束に基づいて検討する手段を与えている。ここに示した算定法は、磁束測定用さぐりコイルと回転子の速度を検出する装置さえ付加すれば、対象とする回転機の構造に応じた簡単な修正により、回転機一般に適用できる。

4. 2 実験の概要

実験は供試発電機を用いて、図3. 1に示した一機無限大システムで行う。図中の変圧器の定格、容量は第3章に示したものと同一である。送電線は6(kVA), 220(V)を基準値として40(%)一回線とし、無限大母線として210(V), 60(Hz)の配電線を用いる。

一機無限大システムで、供試発電機に次の要領で脱調現象を発生させる。まず、供

試発電機の界磁電流を一定値 3.2(A) に保ち、定態安定領域内で運転する。次に、駆動用直流機からの入力を系に動揺を与えないように微小量ずつ増すことにより電気出力を増加させ、最終的に安定限界から逸脱させることにより供試発電機を脱調させる。この実験において、励磁は定電圧源装置を用い、脱調後は定態安定限界における設定値に保つ。なお、供試発電機の制動巻線は取り外している。また、定態安定限界における上述の設定条件下では、供試発電機は界磁鉄心峽部の影響による磁束飽和を生じている。

4. 3 過渡時のさぐりコイル出力解析法

4. 3. 1 空隙磁束密度表現

第2章ですでに導入したように供試発電機は4極機であるが、表現を簡潔にするために2極機モデルを用いる。その詳細は第2章で述べた。過渡時には回転子の直軸位置を表す座標系 $\theta(t)$ は(2.1)式の代わりに、無限大母線の角周波数を $\omega_g (= 120\pi \text{ (rad/sec)})$ とすると、次式で表される。

$$\theta(t) = \omega_g t + \delta(t) \quad (4-1)$$

ここで、 $\delta(t)$ は時刻 t における相差角を表しており、定態時と異なり過渡時には時間的に変化する。このとき、回転子の瞬時角周波数 ω は次式で与えられる。

$$\omega = \frac{d\theta(t)}{dt} = \omega_g + \frac{d\delta(t)}{dt} \quad (4-2)$$

第2章において詳細に述べたように、電機子歯頭部に取り付けられたさぐりコイルの誘起電圧は、その取り付けられた空隙位置における磁束の時間的変動によって生じる。従って、この誘起電圧を解析するためには、空隙磁束に存在する磁束密度の成分をあらかじめ把握しておく必要がある。過渡時においては、回転速度の変動などに伴い電流の振幅や位相に変動が生じることから、空隙磁束密度分布の表現において定態時に定数であった振幅、位相が変動し時間の関数となると

考えられる。従って、本章では三相平行負荷時における過渡状態のうち、空隙磁束密度分布が次式

$$\begin{aligned}
 B(\xi, \theta) = & \sum_{n=1,3,\dots} [B_{nc}(t) \cos n\{\xi - \theta(t)\} + B_{ns}(t) \sin n\{\xi - \theta(t)\}] \\
 & + B_{5c}^{1-}(t) \cos\{5\xi + \theta(t)\} + B_{5s}^{1-}(t) \sin\{5\xi + \theta(t)\} \\
 & + B_{7c}^{1+}(t) \cos\{7\xi - \theta(t)\} + B_{7s}^{1+}(t) \sin\{7\xi - \theta(t)\} \quad (4-3)
 \end{aligned}$$

で表現できる場合を考察の対象とする。ここでは、(4-3)式中の振幅 B 's および (4-1)式に含まれる位相 $\delta(t)$ が時間的に緩やかに変化するような過渡状態に着目しているが、動揺時の現象など現実の発電機において問題となる主要な現象はほとんど包含されるものと考えられる。なお、(4-3)式中第一項目は回転子と同期して回転する磁束成分を表している。 $B_{5c}^{1-}(t)$ 、 $B_{5s}^{1-}(t)$ は回転子の回転速度の $1/5$ の速度で回転子と反対方向に回転する空間 5 倍・時間基本波を表し、 $B_{7c}^{1+}(t)$ 、 $B_{7s}^{1+}(t)$ は同じく $1/7$ の速度で回転子と同方向に回転する空間 7 倍・時間基本波成分を表している。これらの空隙における回転子の回転に非同期な磁束成分は、電機子巻線の巻線構造により、電機子反作用起磁力が空間的に正弦波状に分布していないことに由来している。

4. 3. 2 過渡時の空隙磁束密度成分算定法

定態時同様に、 i 番目のさぐりコイルが巻かれている電機子歯頭部の空隙位置を ξ_i とする。データ処理で ξ_i を与える際に、 d 軸パルスの位相とと実際の回転子の直軸のずれは定態時と同様に考慮する。位置 ξ_i のさぐりコイル誘起電圧を $e_{sc}(\xi_i, t)$ (V)，空隙磁束密度を $B(\xi_i, t)$ (T) とすると次の関係が成立する。

$$\int e_{sc}(\xi_i, t) dt = N r \alpha_m l B(\xi_i, t) \quad (4-4)$$

各定数は第 2 章と同じである。また、さぐりコイル出力 $e_{sc}(\xi_i, t)$ は次式で表される。

$$e_{sc}(\xi_i, t) = \sum_{n=1,3,\dots} [E_{nc}(\xi_i, t) \cos n\{\xi_i - \theta(t)\} + E_{ns}(\xi_i, t) \sin n\{\xi_i - \theta(t)\}]$$

$$+ E_{ns}(\xi_i, t) \sin n\{\xi_i - \theta(t)\}] \quad (4-5)$$

ここで、 $E_{nc}(\xi_i, t)$ 、 $E_{ns}(\xi_i, t)$ は定態時には定数であったものであるが、過渡時には緩やかに変化する時間の関数となっている。いま、この調波解析に際して回転子が半回転（電氣的に一周期）する期間内の $E_{nc}(\xi_i, t)$ 、 $E_{ns}(\xi_i, t)$ が緩やかに変化する場合には、(4-4)式から次式が得られる。

$$\begin{aligned} B(\xi_i, t) = & \frac{1}{Nr \alpha_m \omega} \sum_{n=1, 3, \dots} \frac{1}{n} \left[\{ E_{ns}(\xi_i, t) + \frac{1}{n\omega} \dot{E}_{nc}(\xi_i, t) \right. \\ & - \frac{1}{(n\omega)^2} \ddot{E}_{ns}(\xi_i, t) \} \times \cos n\{\xi_i - \theta(t)\} \\ & + \{ -E_{nc}(\xi_i, t) + \frac{1}{n\omega} \dot{E}_{ns}(\xi_i, t) + \frac{1}{(n\omega)^2} \ddot{E}_{nc}(\xi_i, t) \} \\ & \times \sin n\{\xi_i - \theta(t)\} \} \end{aligned} \quad (4-6)$$

ここで $\dot{} = d/dt$ 、 $\ddot{} = d^2/dt^2$ を表している。上式は定態時の表現において次の置き換えを行えばよいことを意味している。

$$E_{ns}(\xi_i) \rightarrow E_{ns}(\xi_i, t) + \frac{1}{n\omega} \dot{E}_{nc}(\xi_i, t) - \frac{1}{(n\omega)^2} \ddot{E}_{ns}(\xi_i, t) \quad (4-7)$$

$$E_{nc}(\xi_i) \rightarrow E_{nc}(\xi_i, t) - \frac{1}{n\omega} \dot{E}_{ns}(\xi_i, t) - \frac{1}{(n\omega)^2} \ddot{E}_{nc}(\xi_i, t)$$

次に、測定したさぐりコイル誘起電圧のデータを処理する手順について説明する。d軸パルスの発生時刻を t_k (k :整数)とし、 $t_k \leq t \leq t_{k+1}$ の期間において緩やかに変化する $E_{nc}(\xi_i, t)$ 、 $E_{ns}(\xi_i, t)$ を一定と見なすことにより、次式で与えることができる。

$$E_{nc}(\xi_i, t_k) = \frac{2}{T_{\theta}^{(k)}} \int_{-T_{\theta}^{(k)}/2}^{T_{\theta}^{(k)}/2} e_{sc}(\xi_i, t) \cos n\{\xi_i - \theta(t)\} dt \quad (4-8)$$

$$E_{ns}(\xi_i, t_k) = \frac{2}{T_{\theta}^{(k)}} \int_{-T_{\theta}^{(k)}/2}^{T_{\theta}^{(k)}/2} e_{sc}(\xi_i, t) \sin n\{\xi_i - \theta(t)\} dt$$

ここに $T_{\theta}^{(k)} = t_{k+1} - t_k$ であり、 $T_{\theta}^{(k)}$ は過渡状態においては k に依存して変化している。このように時刻 t_k ，すなわち回転子の半回転毎に得られた，離散化された時系列データから次式の平均変化率を用いてそれらの微分値とする。すなわち，

$$\begin{aligned} \dot{E}_{nc}(\xi_i, t_k) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{t_k - t_{k-1}} \{E_{nc}(\xi_i, t_k) - E_{nc}(\xi_i, t_{k-1})\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \{E_{nc}(\xi_i, t_{k+1}) - E_{nc}(\xi_i, t_k)\} \right] \\ \dot{E}_{ns}(\xi_i, t_k) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{t_k - t_{k-1}} \{E_{ns}(\xi_i, t_k) - E_{ns}(\xi_i, t_{k-1})\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \{E_{ns}(\xi_i, t_{k+1}) - E_{ns}(\xi_i, t_k)\} \right] \end{aligned} \quad (4-9)$$

$$\begin{aligned} \ddot{E}_{nc}(\xi_i, t_k) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{t_k - t_{k-1}} \{\dot{E}_{nc}(\xi_i, t_k) - \dot{E}_{nc}(\xi_i, t_{k-1})\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \{\dot{E}_{nc}(\xi_i, t_{k+1}) - \dot{E}_{nc}(\xi_i, t_k)\} \right] \\ \ddot{E}_{ns}(\xi_i, t_k) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{t_k - t_{k-1}} \{\dot{E}_{ns}(\xi_i, t_k) - \dot{E}_{ns}(\xi_i, t_{k-1})\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \{\dot{E}_{ns}(\xi_i, t_{k+1}) - \dot{E}_{ns}(\xi_i, t_k)\} \right] \end{aligned} \quad (4-10)$$

(2-17), (2-18)式の右辺に対して上述の補正を行うことにより，空隙磁束密度分布

(4-3)式に含まれる各成分の過渡時における振舞いが、時刻 t_k ごとに離散化された時系列データとして求められる。

上述の処理の結果得られる空隙磁束密度の各成分に対して、さぐりコイル出力の変動分とそれらの微分値の割合について検討する。微分値による影響を磁束密度に換算した量を Δ をつけて表せば、回転子上に静止する空間・時間 n 倍調波成分に関する微分値による修正量 $\Delta B_{nc}(t_k)$ 、 $\Delta B_{ns}(t_k)$ は次式で与えられる。

$$\Delta B_{nc}(t_k) = \frac{1}{3 N r \alpha_n l^2 n^2 \omega^2} \sum_{i=1}^3 \{ \dot{E}_{nc}(\xi_i, t_k) - \frac{1}{n\omega} \ddot{E}_{ns}(\xi_i, t_k) \} \quad (4-11)$$

$$\Delta B_{ns}(t_k) = \frac{1}{3 N r \alpha_n l^2 n^2 \omega^2} \sum_{i=1}^3 \{ \dot{E}_{ns}(\xi_i, t_k) + \frac{1}{n\omega} \ddot{E}_{nc}(\xi_i, t_k) \}$$

$\Delta B_{so}^{1-}(t)$ などの回転子の回転に非同期な成分については表現が煩雑なので省略するが、各区間 $t_k \leq t \leq t_{k+1}$ ごとの値は(4-7)式を用いて算定されることはいうまでもない。

一般に、離散データ解析で数値微分を行うことにより、データの誤差を拡大する場合が多い。これは、素なデータに雑音に乗っている場合には特に顕著である。ところが、発電機のさぐりコイル誘起電圧の場合には、極対の微少な相違による磁束変化の影響から生じる誤差が支配的であり、これらは周期的な変動をするものとみることができる。供試発電機の場合は4極機であるため、離散点に関し二周期の変動がある。従って、(4-9)、(4-10)式のように離散化した前後の時刻を用いて微分を定義すれば、数値微分による雑音はある程度避けることができるものと考えられる。

4. 4 脱調時に対する適用結果

本節では前節に述べた過渡時における空隙磁束密度分布算定法を適用して、脱調発生時の空隙磁束変化を詳細に検討した結果を示す。

4. 4. 1 脱調時の諸量の変化

供試発電機に関して実測した、脱調発生時における回転子の速度変化を図4. 1に示す。横軸は実験データの処理に際する、AD変換開始時刻からの時間経過をしめしている。縦軸は回転子の速度を周波数(Hz)で表している。この結果はd軸パルス間隔($T_0^{(k)}$ (sec))の変化より算定したものである。この脱調現象の発展に伴い、電機子電流および界磁電流は回転子のすべりが 2π 変化する時間間隔で振動し、相差角および内部力率角の開きは単調に大きくなって行く。これらのデータに関しては次章で検討する。さらに、脱調時において駆動用直流機の出力を一定と見なすことができることが、実験的に確認されている⁽³²⁾。

図4. 1中に記号Hで示した区間(3.75~3.9(sec))における、d軸パルスおよびさぐりコイル誘起電圧の波形を図4. 2に示す。このd軸パルスを他のデータの時間・空間調波解析の位相測定の基準信号としている。図4. 2に示したさぐりコイル出力波形は、図2. 1中の電機子歯頭部に巻かれた、番号1~3の3本の隣接したさぐりコイルの出力波形を番号順に上から示したものである。

4. 4. 2 空隙磁束密度成分の算定結果

4. 3節で述べた算定法を適用し、脱調発生時の空隙磁束密度成分を算定した結果を図4. 3に示す。(4-3)式で考慮している成分のうち、量的に支配的なもののみを示した。これらにみられるように、脱調後全成分が振動を始める。この周期は0.14(sec)前後で、回転子のすべり周期を表している。これらの振動は、脱調後4~5回のすべりの後周期定常状態に落ち着いている。また、これらの算定値にみられる微少な振動は、供試発電機の極対が完全に同じでないことによる影響を示している。特に、この変動は回転子の回転に非同期な磁束成分の算定結果に顕著に現れている。

図4. 4は、4. 3. 2節で考慮した微分値による磁束密度の修正量のうち(4-11)式で与えられる $\Delta B_{1c}(t)$ 、 $\Delta B_{1s}(t)$ 、および回転子の回転に非同期な成分に対する同様の修正量のうち $\Delta B_{5c}^{1-}(t)$ 、 $\Delta B_{5s}^{1-}(t)$ のみを示している。これらの量は回転子の加速が進むに従って振動的に増大しており、図4. 3に示した(4-7)式を考慮した磁束密度に比較して無視できない量になっている。さらに、この影響を定量的に検討するために、図4. 5、図4. 6に $\{B_{1c}(t), B_{1s}(t)\}$ と $\{B_{5c}^{1-}(t), B_{5s}^{1-}(t)\}$ の軌跡を示す。図4. 5は回転子が加速を始めた時

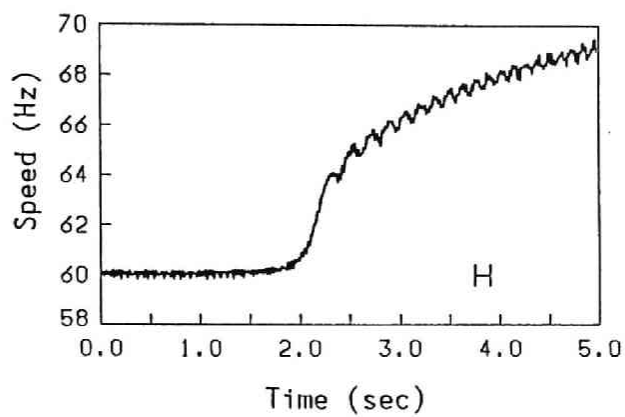


図 4. 1 脱調時における回転子の速度変化

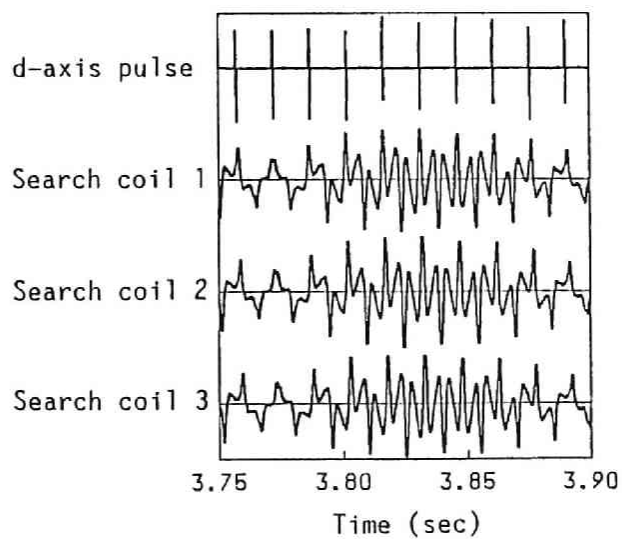


図 4. 2 d 軸パルスとさぐりコイル誘起電圧

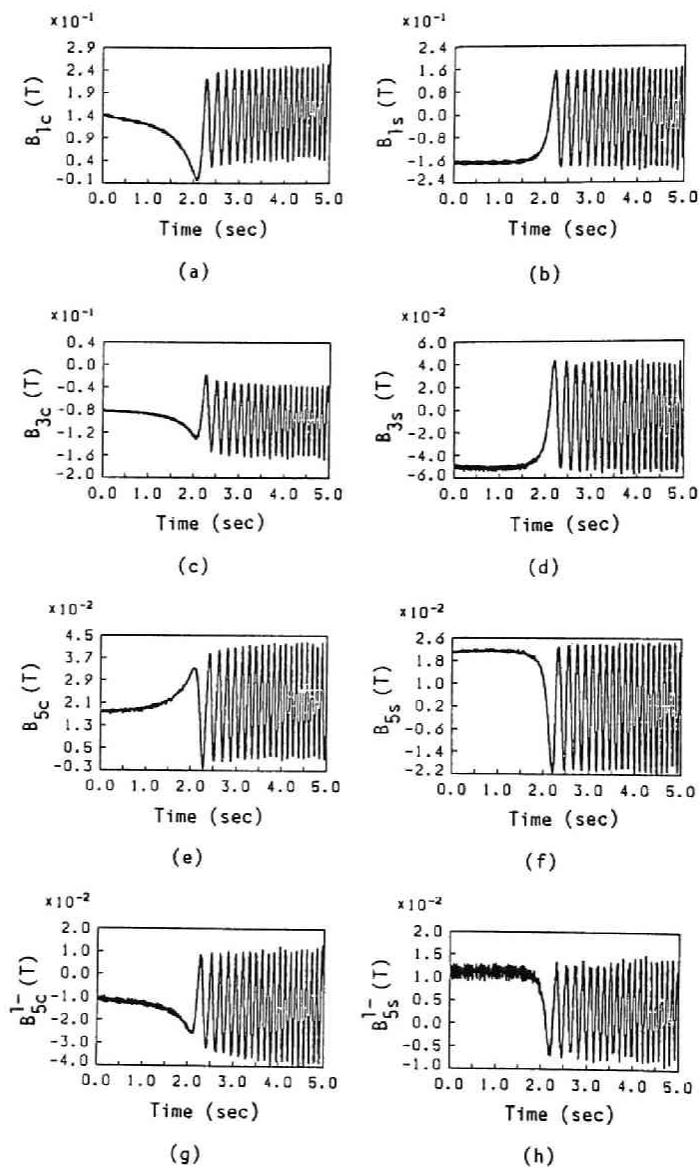


図 4. 3 脱調時における空隙磁束密度成分算定値の変化

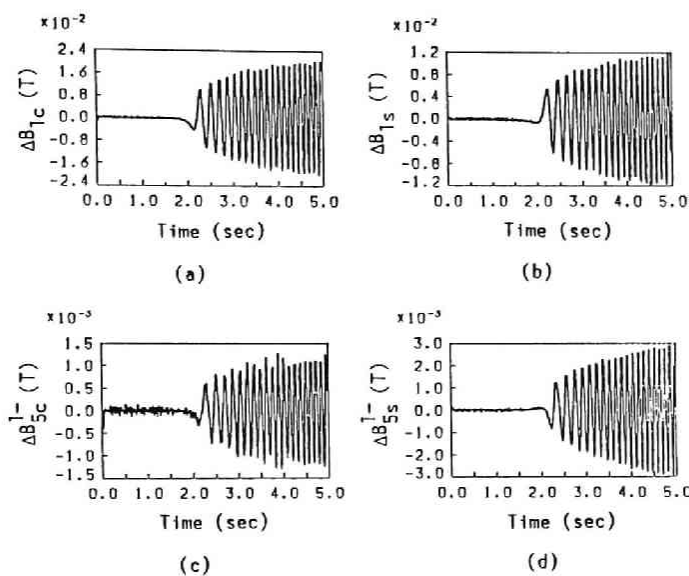


図4. 4 脱調時における空隙磁束成分に関する修正量の変化

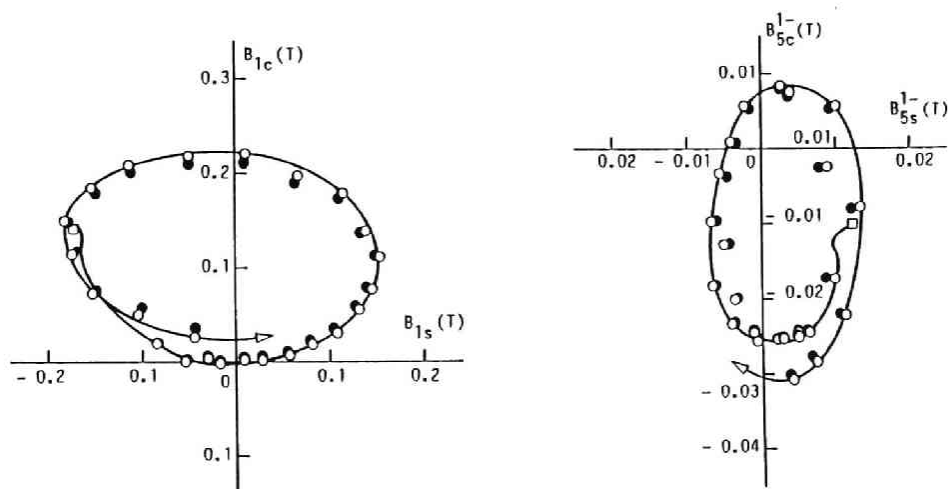


図4. 5 脱調初期 (0~2.4 (sec)) における
空隙磁束密度成分算定値の軌跡

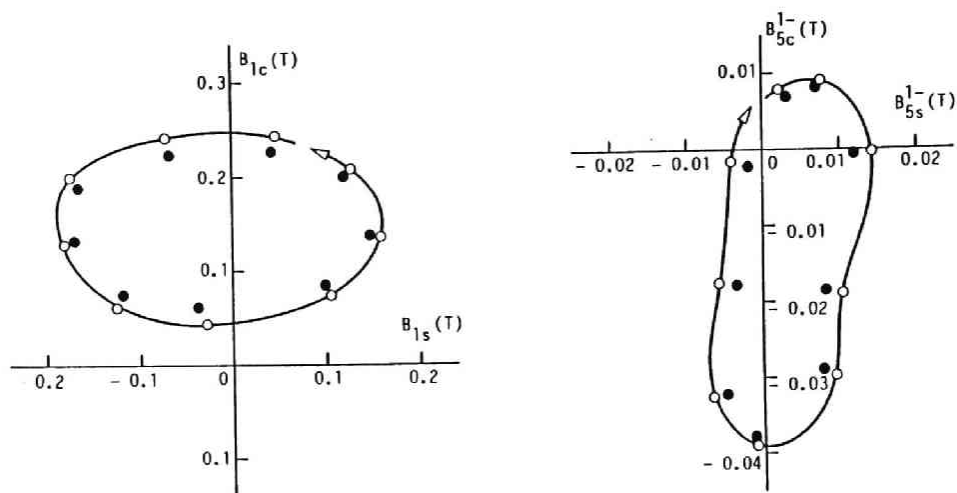


図4. 6 脱調進展中 (3.75~3.9 (sec)) における
空隙磁束密度成分算定値の軌跡

点における、微分値による修正を加えていない値（図中の●印の点）と修正を加えた値（図中○印の点）の軌跡を示し、図4. 6は回転子がかかなり加速した後の図4. 2の期間と同時刻における各値の軌跡を示している。これより、回転子の回転に同期する成分、しない成分にかかわりなく、加速後これらの軌跡が閉曲線を描き始めるが、修正を加えた値の軌跡が修正を加えていない値の軌跡の外側に現れる。この結果、図4. 4に示した微分値による修正量の影響は回転子が加速するほど増加し、無視できないことが確認できる。また、他の磁束密度成分についても同様の傾向があることが認められた。以上の結果より、過渡時の空隙磁束密度を定量的に議論する場合には、本章に述べたように、(4-7)式に示す微分値を考慮した解析法の適用が必要である。

4. 5 検 討

従来、過渡時の同期発電機内部の磁束挙動を解析することの困難さは指摘されてきたが、具体的にその問題点を考慮して算定を試みた例はなかった。空隙磁束密度をさぐりコイルを用いて計測し検討することの困難な点は、さぐりコイル出力から空隙磁束に含まれる様々な時間および空間調波成分を分離することが困難なことにあった。定態時に関してはその定常性を利用して、比較的容易にそれらの成分を分離することができていた。しかし、過渡時においては回転子の加速に伴い各成分の振幅が時間的に変動し、その影響がどの程度のものか見積ることは煩雑であるため、さぐりコイルを用いた測定に基づく空隙磁束の定量的な議論はなされていなかった。すでに述べたように、本章では第2章に述べた定態時におけるさぐりコイルを用いた空隙磁束密度分布算定法を、動揺や脱調などの時間的に緩やかに変化をする過渡状態の空隙磁束密度を算定することができるように拡張した。4. 4節に示した算定結果は、過渡時の空隙磁束密度算定法を脱調時の解析に適用した結果を示したものである。以下に、得られた結果をまとめる。

(1) さぐりコイルを用いた磁束測定による、同期発電機の緩やかな変動時の過渡特性に関する定量的な議論が可能になった。すなわち、従来ブラックボックスとして端子量からしか扱うことができなかった同期発電機の過渡現象を、機械・電気エネルギー変換に直接に関与している空隙磁束の実体を通して把握することが可能となった。

(2) 脱調時の空隙磁束密度の算定結果は、各調波成分とも脱調による回転子のすべりにともなって振動を始めるが、すぐに定常状態に落ち着く様子を示している。また、回転子の回転に非同期な磁束成分の軌跡が原点に対して非対称であることは、これらの成分が過渡時には発電機構造に加えて電機子電流の影響を大きく受けていることを示している。この結果に関しては、今後の詳細な検討が必要である。

4. 6 まとめ

本章に示した方法により、定態時から過渡時までさぐりコイルを用いた空隙磁束の実験に基づく定量的解析が可能になった。これにより、空隙磁束に基づいた同期発電機の統一的な特性解析が更に一步進むものと考えられる。一方、本方法は同期発電機ばかりでなく、回転機一般に生じる様々な現象のメカニズムを、内部磁束に立脚して統一的に解釈する手助けとなるものと考えられる。次章では、本方法を用いて、同期発電機の過渡時の特性表現を空隙磁束に基づいて検討する。

第5章 同期発電機の磁束挙動に基づく過渡特性

5.1 まえがき

本章では、第4章で得られた過渡時においてさぐりコイル誘起電圧より空隙磁束密度を求める算定法を脱調発展過程の空隙磁束分布の算定に適用する。そして、得られた結果より脱調時の同期発電機の特性表現を磁束挙動に基づいて検討し、その物理的意味を説明する。この端子量と空隙磁束の測定値の処理においては、従来の試験法による三相突発短絡時の端子電流の解析法⁽²⁹⁾を拡張適用する。以下、まず実験の設定条件について述べ、次にさぐりコイルを用いて測定した空隙磁束密度を用いて、発電機の過渡時の動作特性を検討する方法について述べる。さらに、脱調時の諸量の測定結果および解析結果を示す。そして、鎖交磁束と各電流の変化に関して実験式を導き、脱調時の同期発電機の特性表現を詳細に検討し、その物理的意味を解釈する。また、この結果より従来の端子量に基づく特性表現の表している物理現象について考察する。

5.2 実験の概要

5.2.1 実験系統

実験は供試発電機を用いて図3.1に示す一機無限大系統を構成して行う。第2章と同様、図中の変圧器 Tr. 1 の定格は容量 6(kVA)、一次/二次電圧 220/3300(V) であり、Tr. 2 のそれらは 20(kVA)、3300/210(V) である。送電線は 6(kVA)、220(V) をベースとして 40(%) 一回線とし、無限大母線として 210(V)、60(Hz) の配電線を用いる。

5.2.2 設定条件

本章では解析の対象である過渡状態として脱調状態を発生させる。上述の系統を用いて次の操作を行う。まず、定態安定領域内で動作している供試発電機の界磁電流を一定(3.2(A))に保つ。次に直流機からの機械入力を準静的に増し、発電機出力を定態安定極限電力まで増加する。さらに、機械入力をわずかに増加し

て回転子に働くトルクのバランスを失わせ、回転子を加速状態にする。この脱調時のデータを記録し解析を行う。解析では同一設定条件における脱調現象を5回発生させ、各データの算定には各々におけるそれらの値の平均を取る。各実験において、界磁電流の供給は定電圧源装置を用いて行い、A V Rなどの励磁制御は用いていない。また直流機は発電機の脱調後定電圧運転を行い、速度制御は行わない。さらに本実験においては、供試発電機の制動巻線は取り外している。

5. 3 解析の概要

5. 3. 1 空隙磁束密度の表現

過渡時の空隙磁束密度分布は、定態時の表現より次式で表すことができる。

$$B(\xi, t) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots} [B_{nc}(t) \cos n\{\xi - \theta(t)\} + B_{ns}(t) \sin n\{\xi - \theta(t)\}] \quad (5-1)$$

ここで $B_{nc}(t)$, $B_{ns}(t)$ はそれぞれ空隙磁束密度の時間 n 倍・空間 n 倍高調波を表している。実際に空隙には回転子上に静止しない磁束成分も存在するが、(5-1)式は回転子上に静止する磁束成分のみを表している。しかし、前章で確認したように回転子上に静止しない磁束成分は量的には少なく、また発電機出力に影響を与えないので無視できる。従って、過渡時の主要な空隙磁束密度は(5-1)式のように回転子上に静止する磁束成分のみで表すことができる。また、これらの磁束密度の各成分は、複数本のさぐりコイルの誘起電圧を用いることにより正確に分離抽出できる。その方法の詳細については第2章で詳述した。

5. 3. 2 端子量の表現

(5-1)式の空隙磁束密度表現を用いると、諸端子量は次のようになる。まず、端子(相)電圧は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} e_{at}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin\{\theta(t) + \delta_t(t)\} \\ e_{bt}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin\{\theta(t) + \delta_t(t) - \frac{2\pi}{3}\} \end{aligned} \right\} \quad (5-2)$$

$$e_{ct}(t) = -\sqrt{2} E_t(t) \sin\left\{\theta(t) + \delta_t(t) - \frac{4\pi}{3}\right\} \quad \text{—}$$

ここで $\delta_t(t)$ は端子電圧とのd軸との電氣的位相差である。また、電機子電流は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} i_a(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin\{\theta(t) + \gamma(t)\} \\ i_b(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin\left\{\theta(t) + \gamma(t) - \frac{2\pi}{3}\right\} \\ i_c(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin\left\{\theta(t) + \gamma(t) - \frac{4\pi}{3}\right\} \end{aligned} \quad (5-3)$$

ここで $\gamma(t)$ は内部力率角を表している。さらに無限大母線電圧を次式で表す。

$$\begin{aligned} e_{a\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin \omega_{\theta} t \\ e_{b\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin\left(\omega_{\theta} t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ e_{c\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin\left(\omega_{\theta} t - \frac{4\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (5-4)$$

これらの諸量において、振幅と位相は脱調時には時間的に緩やかに変化する量として扱うことができる。

(5-2)～(5-4)式の各三相成分に次のd q変換をほどこす。

$$\begin{bmatrix} d \\ q \end{bmatrix} = \frac{2}{3} \times \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) & \cos\left(\theta - \frac{4}{3}\pi\right) \\ -\sin \theta & -\sin\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) & -\sin\left(\theta - \frac{4}{3}\pi\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \quad (5-5)$$

その結果、上述の諸量の d q 成分が次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} e_{dt}(t) &= -\sqrt{2} E_t(t) \sin \delta_t(t) \\ e_{qt}(t) &= \sqrt{2} E_t(t) \cos \delta_t(t) \end{aligned} \right\} \quad (5-6)$$

$$\left. \begin{aligned} i_d(t) &= -\sqrt{2} I_a(t) \sin \gamma(t) \\ i_q(t) &= \sqrt{2} I_a(t) \cos \gamma(t) \end{aligned} \right\} \quad (5-7)$$

$$\left. \begin{aligned} e_{d\infty}(t) &= -\sqrt{2} E_{\infty} \sin \delta(t) \\ e_{q\infty}(t) &= \sqrt{2} E_{\infty} \cos \delta(t) \end{aligned} \right\} \quad (5-8)$$

これらの式を用いることにより、測定値から各 d, q 軸成分を毎周期ごとに算定することができる。

5. 3. 3 電機子巻線鎖交磁束の算定法

電機子巻線鎖交磁束は、図 2. 6 に示す電機子巻線の分布領域において、空隙磁束密度を積分することにより求めることができる。a 相巻線鎖交磁束 $\phi_a(t)$ (Wb) は次式で得られる。

$$\begin{aligned} \phi_a(t) &= 16 \kappa_o \sum_{m=0,1,2} \int_0^{\frac{l}{2}} d\xi \int_{-\pi/2-(m-1)\alpha+\alpha\xi/l}^{\pi/2-m\alpha+\alpha\xi/l} B(\xi, t) r d\xi \\ &= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \{ B_{no}(t) \cos n\theta(t) - B_{ns}(t) \sin n\theta(t) \} \quad (5-9) \end{aligned}$$

ここで

$$K_n = \frac{32 r \frac{l}{2}}{n^2 \alpha} \left(\sin \frac{n\pi}{2} \right) (\sin n\alpha + \sin 2n\alpha) \quad (5-10)$$

また r ($= 0.1375(\text{m})$) は電機子内半径, l ($= 0.13(\text{m})$) は電機子軸長, $\frac{l}{2}$ ($=$

$\kappa_0 l, \kappa_0 = 1.13$ は有効軸長, $\alpha (= \pi/9 \text{ (rad)})$ はスロット角 (電気角) である。同様の計算により b, c 相巻線鎖交磁束 $\phi_b(t), \phi_c(t)$ は次式となる。

$$\begin{aligned}\phi_b(t) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \left[B_{no}(t) \cos n \left\{ \theta(t) - \frac{2\pi}{3} \right\} \right. \\ &\quad \left. - B_{ns}(t) \sin n \left\{ \theta(t) - \frac{2\pi}{3} \right\} \right] \\ \phi_c(t) &= \sum_{n=1,3,5,\dots} K_n \left[B_{no}(t) \cos n \left\{ \theta(t) - \frac{4\pi}{3} \right\} \right. \\ &\quad \left. - B_{ns}(t) \sin n \left\{ \theta(t) - \frac{4\pi}{3} \right\} \right]\end{aligned}\quad (5-11)$$

従って、電機子巻線鎖交磁束の d, q 軸各成分は (5-5) 式より次式で表される。

$$\begin{aligned}\phi_d(t) &= K_1 B_{1c}(t) + \{K_5 B_{5c}(t) + K_7 B_{7c}(t)\} \cos 6\theta(t) \\ &\quad - \{K_5 B_{5s}(t) + K_7 B_{7s}(t)\} \sin 6\theta(t) + \dots \\ \phi_q(t) &= K_1 B_{1s}(t) + \{-K_5 B_{5s}(t) + K_7 B_{7s}(t)\} \cos 6\theta(t) \\ &\quad + \{-K_5 B_{5c}(t) + K_7 B_{7c}(t)\} \sin 6\theta(t) + \dots\end{aligned}\quad (5-12)$$

上式において、第 2 項目以下は $n \geq 5$ で $K_n, B_{no}(t), B_{ns}(t)$ が小さいので無視できる。従って、 $\phi_d(t), \phi_q(t)$ として次式を得る。

$$\begin{aligned}\phi_d(t) &= K_1 B_{1c}(t) \\ \phi_q(t) &= K_1 B_{1s}(t)\end{aligned}\quad (5-13)$$

この (5-13) 式を用いることにより、空隙磁束密度の空間・時間基本波振幅から電機子巻線鎖交磁束の d, q 軸各成分を実験的に算定することができる。

5. 4 実験結果

本章では供試発電機を用いて行った実験の測定結果と解析結果を示す。ここに示す結果を用いて次章で同期発電機の過渡特性を検討するにあたり、5. 2. 2 節で述べたように同一設定条件下で5回実験を繰り返した。しかし、それらの結果にはほとんど違いがないので、本章ではそれらの実験結果の内、1ケースについてのみ示す。

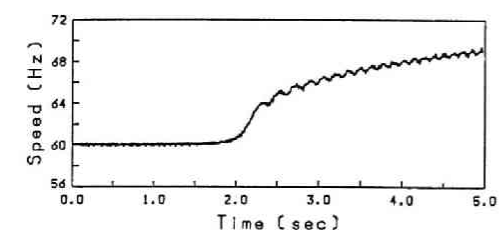
5. 4. 1 脱調時の諸量の変化

供試発電機を前述の設定条件下で脱調させた場合に得られた諸端子量の変化を図5. 1に示す。この結果は脱調発展に伴う諸量の時間変化を示している。図中○印は電気角一回転ごとの動作点の位置を表している。まず、図5. 1 (a)は回転子の回転速度の変化を示しており、脱調に伴い回転子が加速して行く状態を示している。図(b)は端子電圧の実効値、図(c)は相差角、図(d)は電機子電流の実効値、図(e)は内部力率角、図(f)は界磁電流、図(g)は電気出力の変化を示している。これらの結果より、相差角と内部力率角の絶対値が単調に増加して行く様子が明らかである。また、端子電圧、電機子電流、界磁電流および出力は、回転子の同期角速度からのすべり量が 2π 変化する時間間隔で振動している。出力の変化より、脱調時において供試発電機は発電機状態（出力が正）と電動機状態（出力が負）を交互に繰り返しながら加速して行く様子がわかる。

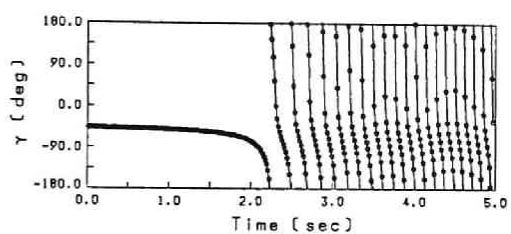
電機子電流については図5. 1 (d), (e)の結果と(5-13)式を用いることによりd, q 各軸成分を算出できる。その結果を図5. 2に示す。これらについても図5. 1 同様に回転子のすべりに伴う振動がみられる。

5. 4. 2 電機子巻線鎖交磁束

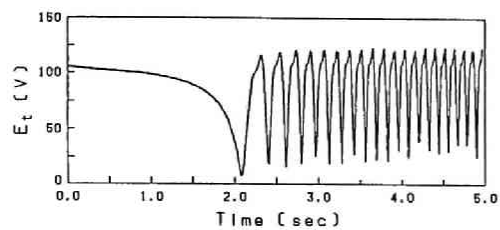
前章に得た、空隙磁束密度成分の分離抽出結果に基づき、(5-13)式を用いて算出した電機子巻線鎖交磁束のd, q 各軸成分の脱調時の発展に伴う変動を図5. 3に示す。これらも、図5. 1に示した端子量同様に回転子の同期角速度からのすべりに伴って振動を繰り返す。このうちd 軸成分 $\phi_d(t)$ にはすべりに伴う振動が始まった後、直流成分が過渡的に変化している。一方、q 軸成分 $\phi_q(t)$ については振動開始後の直流成分の過渡的な変化はなく一定である。ただし、ここで直



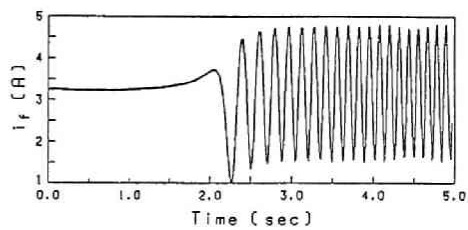
(a)



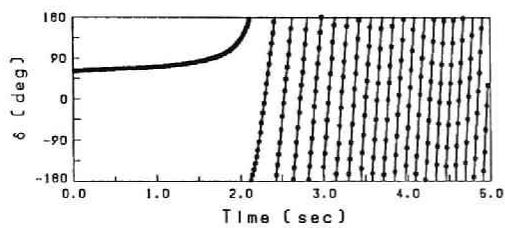
(e)



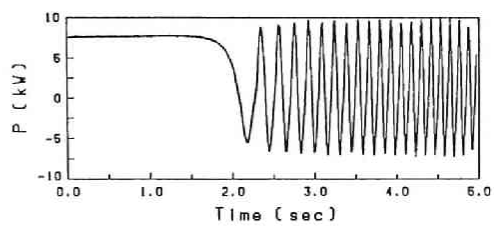
(b)



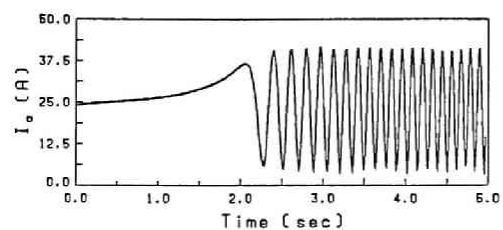
(f)



(c)



(g)



(d)

図5. 1 脱調時の諸量の変化

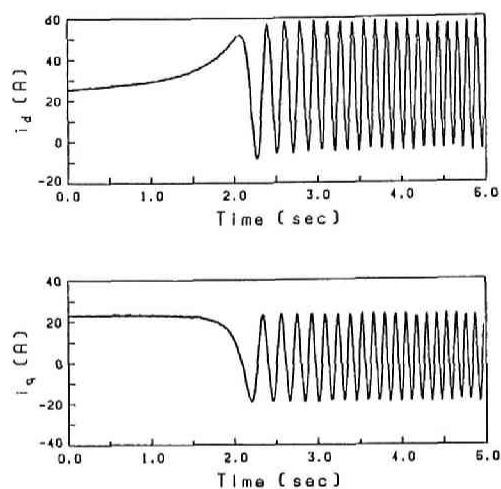


図 5. 2 電機子電流の d 軸成分, q 軸成分の変化

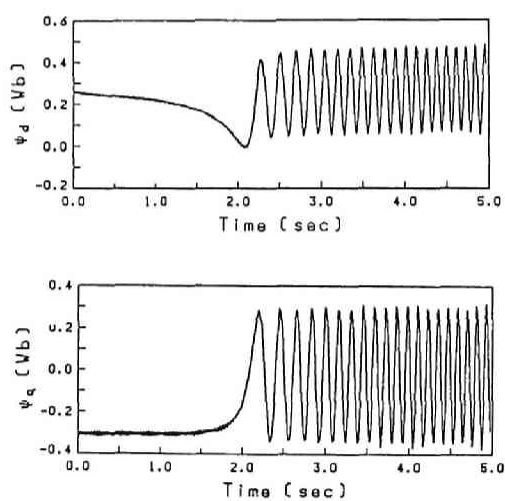


図 5. 3 電機子巻線鎖交磁束の d 軸成分, q 軸成分の変化

流成分というのは、回転子のすべりに伴う振動の直流成分であって、出力の電氣的振動でみた変化の直流成分とは異なる。

5. 5 脱調時の同期発電機の特性に関する検討

本章では第4章に得た実験結果に基づいて脱調時の同期発電機の過渡特性について検討を加え、鎖交磁束と電流の関係を明確に表すことを試みる。以下の議論は、三相突発短絡時の電流の変化の解析法⁽²⁹⁾を、脱調時の電流、鎖交磁束の回転子のすべりに伴う振動の解析に拡張適用したものである。

5. 5. 1 鎖交磁束と電流の関係

A. 電流の実験式

脱調による振動の開始時刻 t_0 を電流値の時間変化の最初の極値の時刻とする。このとき $t \geq t_0$ における脱調時の電流の実験式を検討する。まず、界磁電流 $i_f(t)$ を次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} i_f(t) &= i_{fDC}(t) + i_{fAC}(t) \\ i_{fDC}(t) &= i_f(0) + I_{fDC} \exp(-(t-t_0)/T_f) \\ i_{fAC}(t) &= I_{fAC} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \quad (5-14)$$

ただし、 $\omega_s = d\delta(t)/dt$ で回転子のすべり角速度を表し、 T_f は時定数である。上式中の添え字 DC, AC の各量は、それぞれ回転子の同期角速度からのすべりに伴う $i_f(t)$ の振動の直流成分、交流成分を表している。次に電機子電流の実効値 $I_a(t)$ の実験式は次式となる。

$$\begin{aligned} I_a(t) &= I_{aDC}(t) + I_{aAC}(t) \\ I_{aDC}(t) &= I_{aDC}(t_0) \\ I_{aAC}(t) &= \{A_1 - A_2 \exp(-(t-t_0)/T_a)\} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \quad (5-15)$$

ただし、 T_a は時定数である。これを(5-5)式を用いてd q変換して得た、電機子電流のd, q軸成分について検討すると、 $t \geq t_0$ においてd軸電流 $i_d(t)$ の実験式は次式となる。

$$\begin{aligned} i_d(t) &= i_{dDC}(t) + i_{dAC}(t) \\ i_{dDC}(t) &= i_{dDC}(\infty) + I_{dDC} \exp(-(t-t_0)/T_{ad}) \\ i_{dAC}(t) &= I_{dAC} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \quad (5-16)$$

ここで、 T_{ad} はd軸成分の時定数である。同様にq軸成分 $i_q(t)$ の実験式は次式となる。

$$\begin{aligned} i_q(t) &= i_{qDC}(t) + i_{qAC}(t) \\ i_{qDC}(t) &= i_{qDC}(t_0) \\ i_{qAC}(t) &= -I_{qAC} \sin \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \quad (5-17)$$

以上の実験式の各定数を、5. 2. 2節に示した設定条件下で実験を5回繰り返し、各算定値の平均を取って各定数値を決定した結果を表5. 1に示す。

B. 鎖交磁束の実験式

本節では電機子巻線鎖交磁束のd, q軸成分の脱調時における変化の実験式を示す。まず、d軸成分 $\phi_d(t)$ の $t \geq t_0$ における実験式として次式を得る。

$$\begin{aligned} \phi_d(t) &= \phi_{dDC}(t) + \phi_{dAC}(t) \\ \phi_{dDC}(t) &= \phi_{dDC}(\infty) + \Psi_{dDC} \exp(-(t-t_0)/T_{pd}) \\ \phi_{dAC}(t) &= -\Psi_{dAC} \cos \omega_s(t-t_0) \end{aligned} \quad (5-18)$$

上式中 T_{pd} は時定数である。同様に $\phi_q(t)$ については次式を得る。

$$\phi_q(t) = \phi_{qDC}(t) + \phi_{qAC}(t)$$

$$\phi_{qDC}(t) = \phi_{qDC}(t_0) \quad (5-19)$$

$$\phi_{qAC}(t) = \Psi_{qAC} \sin \omega_s(t-t_0)$$

以上の実験式の定数は前節同様、同一設定条件下で繰り返し5回行った実験結果を平均して決定する。その結果得た値を表5. 2にまとめて示す。

表5. 1 電流の実験式の定数算定値

係数	算定値	係数	算定値
$i_f(0)$	3.2 [A]	$I_{aDC}(t_0)$	22.6 [A]
I_{fDC}	1.14 [A]	A_1	18.8 [A]
I_{fAC}	1.64 [A]	A_2	4.8 [A]
T_f	0.32 [sec]	T_a	0.23 [sec]
$i_{dDC}(\infty)$	26.2 [A]	$i_{qDC}(t_0)$	2.1 [A]
I_{dDC}	7.0 [A]	I_{qAC}	21.2 [A]
I_{dAC}	32.0 [A]		
T_{ad}	0.23 [sec]		

表5. 2 鎖交磁束の実験式の定数算定値

係数	算定値	係数	算定値
$\phi_{dDC}(\infty)$	0.256 [Wb]	$\phi_{qDC}(t_0)$	-0.028 [Wb]
Ψ_{dDC}	0.075 [Wb]	Ψ_{qAC}	0.32 [Wb]
Ψ_{dAC}	0.2 [Wb]		
T_{pd}	0.31 [sec]		

C. 検 討

既に述べたように、同期発電機の過渡時の特性表現に関しては多くの研究がなされているが、その多くは三相突発短絡に関するものである。本論文で示したように脱調時における過渡特性に関して詳細な検討を行った例は見受けられない。前節に得た界磁電流、電機子電流の実験式は、三相突発短絡の場合と同形式である⁽⁴⁾。ただし、三相突発短絡の場合、界磁起磁力と電機子反作用起磁力とのすべり速度が回転速度に一致するが、脱調時においては回転子の回転速度が図5. 1(a)に示すように徐々に増加し、この増加分がすべり速度となる。従って、すべりに伴う振動周期は時間経過とともに短くなって行く。また、三相突発短絡では短絡位相による電流波形の違いがあるが、脱調時においては実験ケースによる電流波形の違いを生じないので、繰り返した実験の結果を扱うことが容易となる。

前節までに導いた実験式は、鎖交磁束と電流の関係に関して多くの情報を与えている。まず、前節に示した各値の振動は、回転子の加速にともない周期が減少しているにも係わらず、実験式に示したように直流成分にはこの影響が見られない。これは、直流成分が回転子の同期角速度からのすべりに伴う回転磁界によらないことを示している。一般的に電機子巻線のd軸直流成分は、界磁電流と電機子電流のd軸成分の双方の直流成分に依存している。表5. 2に得た時定数から判断すると、供試発電機の場合、主として界磁電流に依存していると考えられる。現実には、電機子電流のd軸成分の影響もあると考えられるが、以後の解析においてはこの影響が無視できると仮定する。一方、電機子電流のd軸直流成分は、電機子巻線鎖交磁束のすべりに伴う振動とは無関係に変化する量であり、電力系統と巻線の時定数、あるいは機械系の時定数から決まる直流変化と考えられる。しかし、これが内部磁束のどのような変化と対応するかについては検討を要する。従って、(5-18)式中の T_{pd} としては、三相突発短絡時の類推から、電機子漏れ磁束の減少の時定数である可能性が考えられるが、明かではない。一方、電機子巻線鎖交磁束のd軸交流成分は、界磁電流と電機子電流d軸成分双方の交流成分により生じることは明かである。この双方の電流の寄与関係については次節で検討する。

電機子巻線鎖交磁束のq軸成分は、電機子電流のq軸成分のみに依存していると考えられる。従って、各々の直流成分、交流成分がそれぞれ対応する。

5. 5. 2 過渡時のインダクタンス

A. 鎖交磁束と電流の関係式

5. 5. 1 節に得た過渡時の電機子巻線鎖交磁束と電流の実験結果より、電機子巻線鎖交磁束の d, q 軸各成分は $t \geq t_0$ において次式で与えられる。

$$\phi_d(t) = L_{df}^{DC} i_{fDC}(t) - L_{df}^{AC} i_{fAC}(t) - L_d^{AC} i_{dAC}(t) \quad (5-20)$$

$$\phi_q(t) = -L_q^{DC} i_{qDC}(t) - L_q^{AC} i_{qAC}(t)$$

ここで、各係数 L 's はそれぞれ各電流の鎖交磁束への寄与を表すインダクタンスであり、添え字 DC, AC は各電流の回転子のすべりに伴う変化の直流および交流成分の寄与を示している。

一方、(5-14), (5-16) 式より次の関係が成立する。

$$i_{fAC}(t) = K_{fd} i_{dAC}(t) \quad (5-21)$$

ここで K_{fd} は定数であり、上述したように界磁電流と電機子電流のすべりによる交流成分の回転磁界に対する寄与関係を表していると考えられる。従って、このとき $\phi_d(t)$ は次式で与えられる。

$$\phi_d(t) = L_{df}^{DC} i_{fDC}(t) - \{L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC}\} i_{dAC}(t) \quad (5-22)$$

B. インダクタンスの導出

(5-20), (5-22) 式で両辺の直流成分、交流成分がそれぞれ対応する。従って (5-16), (5-18), (5-19) 式より、(5-20), (5-22) 式中のインダクタンス相当量は次式で表される。

$$L_{df}^{DC} = \frac{\phi_{dDC}(\infty) + \Psi_{dDC} \exp(-(t-t_0)/T_{od})}{i_f(0) + I_{fDC} \exp(-(t-t_0)/T_f)}$$

$$\begin{aligned}
&\cong \frac{\phi_{dDC}(\infty)}{i_f(0)} \\
L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC} &= \frac{\Psi_{dAC}}{I_{dAC}} \\
L_q^{DC} &= \frac{\phi_{qDC}(t_0)}{i_{qDC}(t_0)} \\
L_q^{AC} &= \frac{\Psi_{qAC}}{I_{qAC}}
\end{aligned} \tag{5-23}$$

ただし、 $K_{fd} = I_{fAC} / I_{dAC}$ である。これらの各インダクタンス相当量の実験における算定結果を表5. 3に示す。これらの結果も5回の脱調試験における算定値の平均を取ったものである。

C. 検 討

前節までに得た(5-20), (5-22)式の鎖交磁束と電流の関係式は、空隙磁束の時間・空間基本波成分による電機子巻線鎖交磁束成分と電流の関係を表している。これは、空隙において主としてトルク伝達に関係している磁束と電流の関係を表していると考えられる。これより、従来三相突発短絡試験より得られている過渡時の鎖交磁束と電流の関係が、脱調時においては各成分の回転子の同期角速度からのすべりに伴う振幅変化の関係式になっていると考えられる。

表5. 3 インダクタンス相当量の定数算定値

係数	算定値	(%)
L_{df}^{DC}	0.08 [H]	37.4
$L_{df}^{AC} K_{fd} + L_d^{AC}$	0.0063 [H]	29.4
L_q^{DC}	0.013 [H]	60.7
L_q^{AC}	0.0152 [H]	71.0
K_{fd}	19.6	

(注) パーセント数値は 6(kVA), 220(V) をベースとしている。

次に(5-23)式で得た脱調時のインダクタンス相当量の算定値(表5. 3)を表2. 2の供試発電機の過渡インダクタンス値と比較すると、 $L_{dr}^{AC}K_{rd} + L_d^{AC}$ がd軸過渡インダクタンス L_d' と、また L_q^{AC} がq軸過渡インダクタンス L_q' と対応することが定量的に確認できる。これは、従来の過渡特性の表現(1-11), (1-13)と(5-20), (5-22)式の表現との対応を定量的に裏付けていると考えられる。一方、各直流成分の時定数に関しては、あまりよく対応しているとはいえない。これは、脱調時には三相突発短絡の場合と異なり、発電機と系統側との電力の授受が行われていることによると考えられるが、明かではない。しかし、これらの結果は、さぐりコイルを用いて空隙磁束を測定することにより、実負荷時に過渡インダクタンスを測定することができることを示している。

以上の検討から、従来の過渡時の特性表現が有している物理的意味を考察する。従来、同期発電機の三相突発短絡時の瞬時特性として与えられてきた過渡時の特性表現は、脱調時には回転子側の生成する磁界と電機子側の生成する磁界のすべりにもなって発生する、端子量の振幅の振動を表現したものとなっていると考えられる。この振動は、上述のすべりにより、界磁起磁力に対して電機子反作用起磁力が増磁と減磁をくりかえし、電機子巻線鎖交磁束の空隙部においてトルク伝達に関与する成分が増減を繰り返すことによって生じる。三相突発短絡時には、電機子側の磁界が短絡と同時に電機子上に停止し⁽⁴⁾、すべりの速度が回転子の回転速度と一致するため、この脱調時のすべりに対する過渡特性が三相突発短絡時の瞬時特性と形式的に対応していると考えられる。

次に、過渡インダクタンスの物理的意味について考察する。従来、同期発電機のインダクタンスとして動作状態ごとに等価回路に基づいて異なる定義が与えられてきた。しかし、この定義には鎖交磁束一定という仮定が置かれており、その仮定の適用範囲が問題となる。本実験結果は、同期インダクタンスと過渡インダクタンスが、異なる物理的意味を有することを明らかに示しており、定態時から過渡時への変化に伴うインダクタンス値の不連続性を説明するものであると考えられる。すなわち、同期インダクタンスは回転子の回転による鎖交磁束と電流の関係を表しているが、過渡インダクタンスは回転子側の生成する起磁力と電機子反作用起磁力がすべる際のすべり角周波数により、鎖交磁束と電流の振幅が変化する関係を表している。この意味で、過渡インダクタンスは、従来の60Hzの

交流波形に関するインダクタンスと異なっている。

以上の考察により、三相突発短絡時の瞬時特性と脱調時の起磁力のすべりに対する過渡特性の類似性から考えて、三相突発短絡試験による過渡インダクタンスの算定結果は脱調時にも十分に適用できるものと考えられる。また、脱調時には従来の過渡時の特性表現がすべりに着目した表現と見ることにより、現実の内部磁束の過渡挙動と対応することが明かとなった。この結果は、同期発電機の安定度解析を、現実の発電機動作を支配する内部磁束の挙動に基づいて行うための重要な手がかりを与えていると考えられる。

5. 6 まとめ

本章は同期発電機の過渡時の特性表現の物理的意味について、脱調時の空隙磁束の測定に基づいて検討したものである。以下に結果をまとめる。

(1) さぐりコイルを用いて脱調現象発生時の電機子巻線鎖交磁束を算出し、脱調発展過程における鎖交磁束と電流の実験式より、実負荷状態における過渡現象に関して特性表現を得、インダクタンスを算定した。本章で用いた方法は、従来三相突発短絡試験の端子量の解析に用いられている方法を拡張適用したものである。その結果、脱調時の特性表現は、界磁起磁力と電機子反作用起磁力のすべりに着目すると、従来の三相突発短絡時の特性表現と対応することが確認できた。ただし、時定数に関しては今後の検討を要する。

(2) 従来の過渡時の特性表現は、界磁起磁力と電機子反作用起磁力のすべり角速度が、同期角速度と異なる場合には、すべりに対する過渡特性を表していることが実験的に明かとなった。すなわち、三相突発短絡試験による過渡インダクタンスの算定法はすべりに対する過渡特性との類似性を利用したものであると考えられる。

(3) 過渡インダクタンスは上述のすべり角周波数による鎖交磁束と電流の振幅変化の関係を表しており、定態時の同期インダクタンスと物理的意味が異なる。この結果は、定態時から過渡時への変化に伴うインダクタンスの不連続性を物理的に説明するものである。

本章で扱った同期発電機の過渡現象は、すべり周波数による振動の周期が、界磁時定数よりも短い場合に相当する。一方、十分にゆっくりとしたすべり周波数によるすべり周波数を用いて同期インダクタンスが算出できることは知られている。その様な場合の内部磁束の変化と本章に得た結果とを比較検討することにより、過渡インダクタンスと同期インダクタンスの関係を物理的にさらに正確に理解できるものと考えられる。また、他の過渡状態に対しても同様の検討を行なう必要があると考えられる。次章では、発電機内部の磁束線分布に着目して定性的に動作特性を検討する。

第6章 同期発電機の内部磁束と動作特性

6. 1 まえがき

発電機の動作特性を正確に把握するためには、前章までに行ったような定量的な議論が必要であることは言うまでもないが、各状態の推移の定性的な検討も不可欠である。特に定態時から安定状態を逸脱し、脱調が進展する間に生じる発電機内部の磁束挙動は発電機の定態安定度解析の観点からも非常に興味深い。そこで、本章ではさぐりコイルを用いて測定した空隙磁束密度分布に基づいて、発電機の状態変化に伴う磁束線分布の変化を定性的に検討する。ここでは、特に第3章、第5章で検討した一機無限大系統の設定条件の下における定態時および脱調状態について検討する。これは、前章までに得た鎖交磁束に基づく特性表現が有する物理的な意味を、発電機の状態変化の連続性に着目して議論するものである。

6. 2 定態時の磁束分布

まず、空隙磁束密度分布を用いて定性的に磁束線分布を推定する手順を本節で示し、その定態時の動作状態にともなう変化を詳細に検討する。これは、発電機の動作特性の変化を理解する上で、重要な手がかりとなると考えられる。

6. 2. 1 磁束線分布推定法

さぐりコイルを用いて推定した空隙磁束密度分布には、空間・時間高調波が重畳しており複雑な波形となっている。この空隙磁束分布波形と発電機構造から、発電機内部の磁束線分布を定性的に推定することは可能である。発電機が重負荷時に、発電機内部の磁束分布が複雑になり、電機子より界磁極に流入するが界磁巻線とは鎖交しない磁束成分が現われることが知られている^(3,5)。この成分を以後 a a ループと呼ぶ。一方、電機子巻線と界磁巻線の双方に鎖交する磁束を a f ループと呼ぶ。ここで、まず軽負荷時の磁束線分布の推定法を説明した後、重負荷時について述べる。

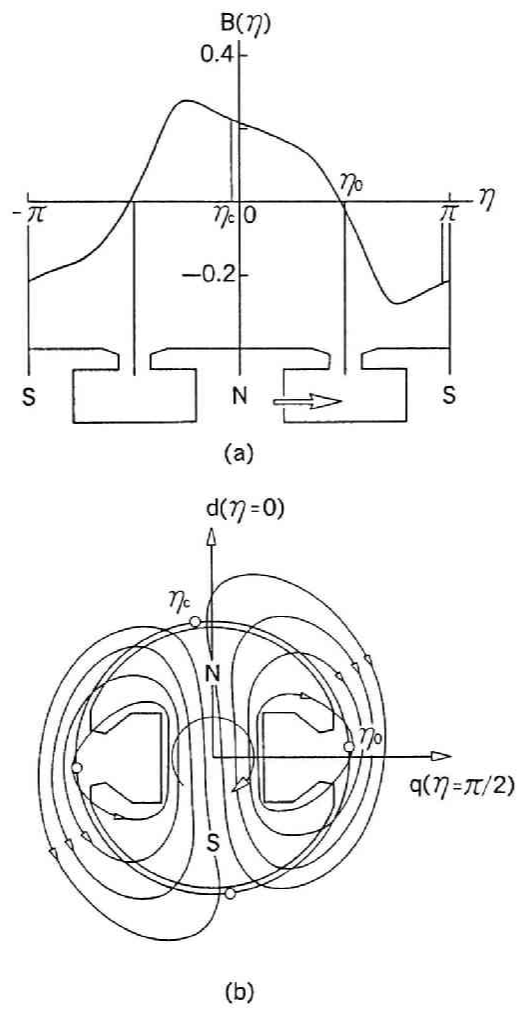
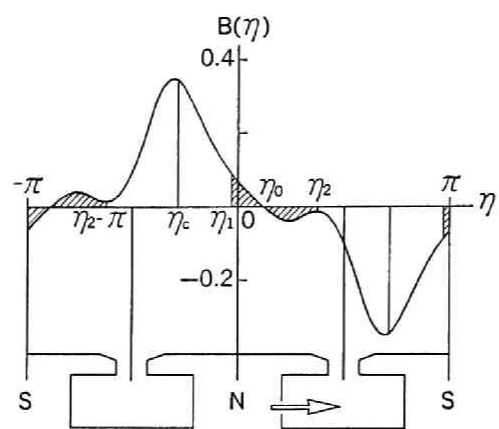
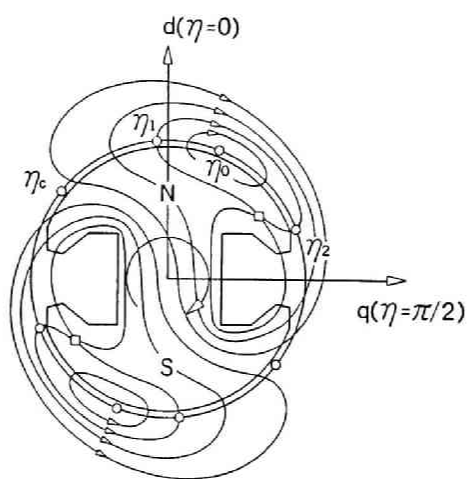


図 6. 1 軽負荷時における(a)空隙磁束密度分布と(b)磁束線分布の概略図



(a)



(b)

図 6. 2 重負荷時における(a)空隙磁束密度分布と(b)磁束線分布の概略図

図6. 1 (a) は比較的小さい電機子電流 ($i_f = 3.2(\text{A})$, $P = 2.0(\text{kW})$) が流れた場合の空隙磁束密度分布を示している。この分布に基づいて発電機内部の磁束線の分布の概略図を図6. 1 (b) に示す。磁束線の方法は $B(\eta) = 0$ となる零点で反転する。また、磁束線分布の左右の分岐点 η_0 は次式で定まる。

$$\int_{\eta_0 - \pi}^{\eta_0} B(\eta) d\eta = \int_{\eta_0}^{\eta_0 + \pi} B(\eta) d\eta \quad (6-1)$$

この場合、空隙を通過する全磁束線は電機子巻線と界磁巻線の双方に鎖交する a f ループの磁束となると推定される。

次に図6. 2 (a) と (b) は比較的大きな電機子電流 ($i_f = 3.2(\text{A})$, $P = 7.4(\text{kW})$) の場合を示している。図に示すように、空隙の区間 $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$ を通過する磁束は界磁巻線と鎖交しない a a ループ磁束成分である。点 η_2 において磁束の流れは2方向に分かれ、一方はN極へ戻り、他方はS極へ流入する磁束となる。この η_2 は $B(\eta)$ の極大点の位置が極の端点 ($\eta_p = 76.6^\circ$ (表2. 1 参照)) より大きい場合は η_p に、小さい場合には $B(\eta)$ の極大点の位置にあると仮定する。この場合、 η_1 は次式で算定する。

$$\int_{\eta_1}^{\eta_2} B(\eta) d\eta = - \int_{\eta_0}^{\eta_2} B(\eta) d\eta \quad (6-2)$$

図6. 2 (b) における点 η_1 と η_2 を通る磁束線上の記号□は磁界の特異点 (サドル) の位置を示している。図6. 2 (a) に示した空隙磁束密度分布の特徴から、サドルの存在は予想されるが、その正確な位置は計算機を用いた磁界計算によらない限り明かではない。しかし、本章における主要な目的は、発電機の動作特性の変化に対応した磁束線分布の変化を定性的に把握することであり、上述の推定法でほぼ目的は達成できると考えられる。

6. 2. 2 定態時の空隙磁束密度分布

供試発電機の定態安定領域の図を再び図6. 3 に示す。本節では、界磁電流 $i_f = 3.2(\text{A})$ の場合の磁束変化について示す。以下に述べる動作点を同図中に小円

○で示す。

界磁電流を固定し、発電機出力を準静的に増加した場合の空隙磁束密度分布を図6. 4に示す。出力が増加するに従って波形は(a)から(h)へと変わる。図の縦軸は $B(\eta)$ (Wb/m²)を示しており、横軸は η (rad)を角度(deg)で表示したものである。以下に順を追って説明する。

図6. 4(a)は無負荷時の $B(\eta)$ の波形である。この様に無負荷時の波形は回転子の突極の形状に依存して台形状の左右対称な形状を示している。このとき磁束の流れの零点は $\eta = \pm \pi$ に存在する。このとき、界磁極は η の正方向に回転している。直流機からの機械的入力準静的に増加して行くと波形は図(b)～(h)のように変わってゆく。まず図(b)は出力 $P = 2.0$ (kW)の場合で、磁束密度は界磁極前部で低くなり後部で高くなる。次に出力 $P = 4.5$ (kW)の場合を図(c)に示す。さらに界磁極前部の磁束密度は低くなり、 $B(\eta)$ の零点はq軸近傍からd軸近傍へ移動して行く。図(d)は出力 $P = 6.5$ (kW)の場合である。このとき、界磁極前部の $B(\eta)$ の変化に極大点、極小点が現れる。さらに出力が上がり $P = 6.7$ (kW)となると、図(e)のように前出の極小点が零点となる。 $P = 6.8$ (kW)では、 $B(\eta)$ は図(f)となり、界磁極前部に3個の零点が現れ、N極に磁束が流入し始める。そして、 $P = 7.0$ (kW)では $B(\eta)$ は図(g)となり、今度は極大点が零となる。この結果、さらにN極に磁束が流入する。図(h)は安定限界近傍における出力 $P = 7.3$ (kW)の場合で、N極前部からの磁束の流出が消失する。この時 $B(\eta)$ の零点はほとんどd軸近傍まで移動している。この後、わずかの機械入力の増加で回転子は同期回転数から逸脱し加速をはじめ、脱調が始まる。このように著しい変化は、界磁極前部のみでみられ、後部ではほとんど状態が変わらない。

ここに示した空隙磁束密度分布は、測定精度が向上し空間・時間高調波成分の算定値が変われば出力との対応が多少変わるかもしれないが、その脱調にいたる変化はほとんど変わらないと考えられる。なぜなら、さぐりコイルを用いた測定は、さぐりコイル面積における空隙磁束密度の平均かがなされるため、測定精度の向上により高調波の算定値が小さくなることはなく、むしろ増加するからである。

6. 2. 3 定態時の磁束線分布

前節で出力 P の増加に伴う $B(\eta)$ の変化でみたように、著しい変化は界磁極前

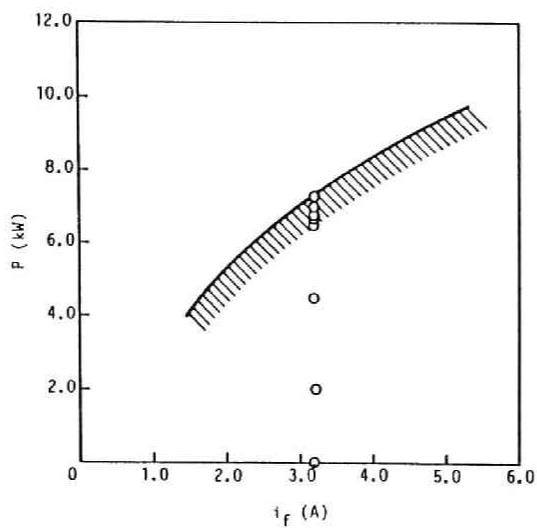


図 6. 3 定態安定領域

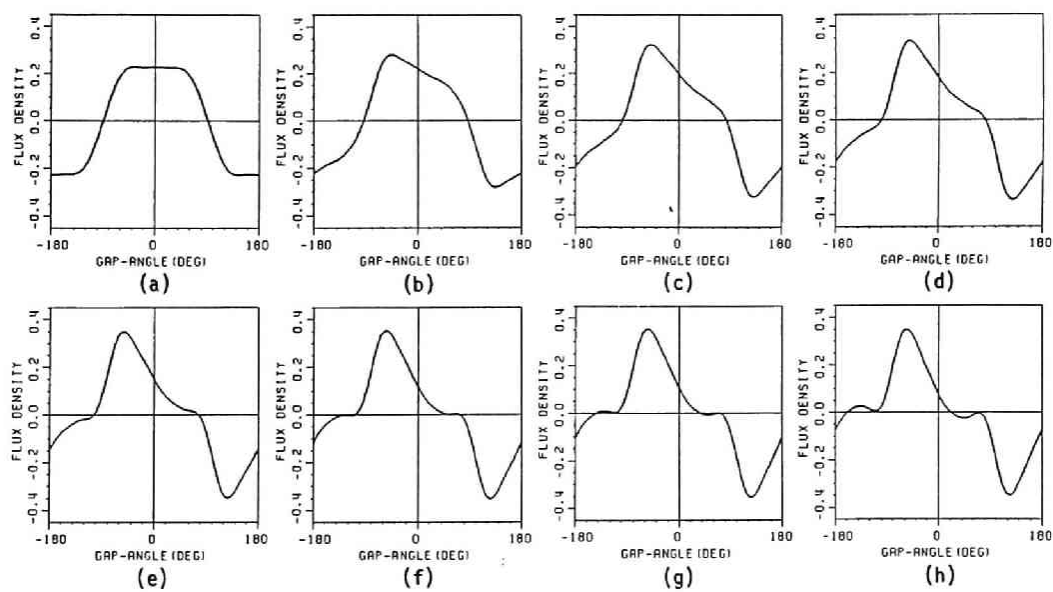


図 6. 4 定態時の空隙磁束密度分布波形の変化

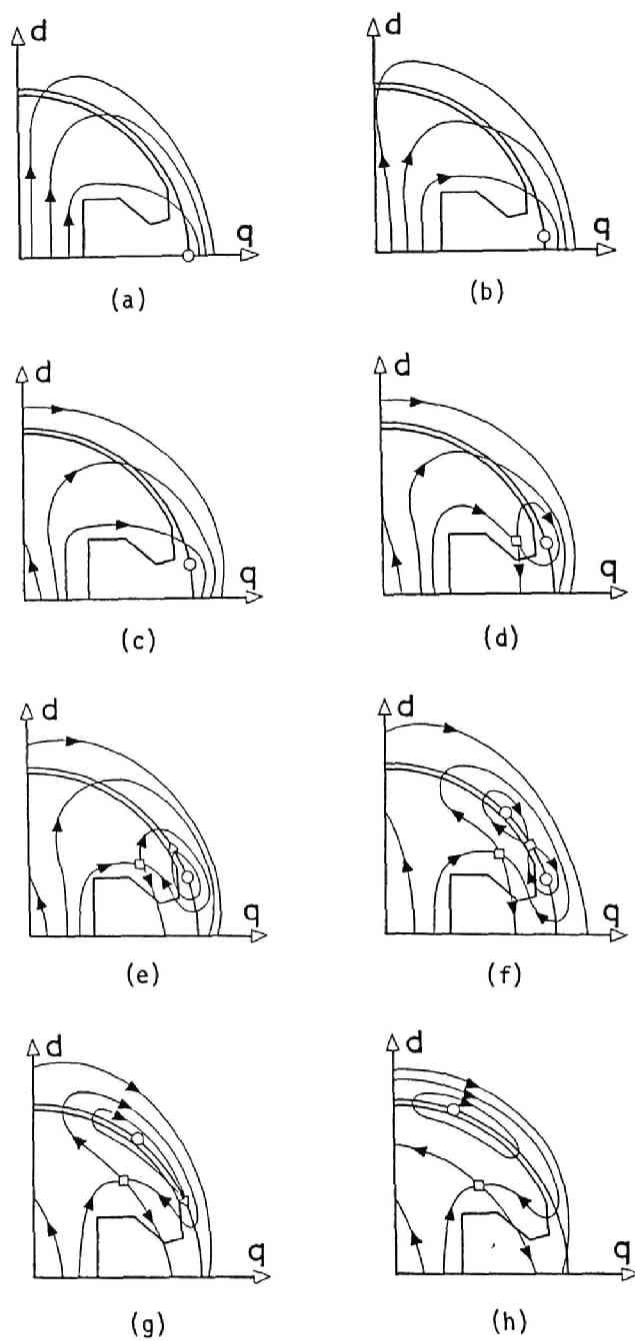


図 6. 5 定態時の磁束線分布の変化

部で観察される。この結果に基づいて発電機内部の磁束線の挙動について定性的に検討する。ここでは界磁N極前部における磁束線のみを推定する。この結果を図6. 5に示し、状態(a)～(h)は図6. 4と対応する。

図6. 5 (a)は無負荷時における磁束線分布を表している。この推定は上述したように $B(\eta)$ の零点の位置と波形の対称性および他の磁束密度分布の特徴から行っている。零点では磁束の流れの方向が反転する。発電機出力が徐々に増加するにつれて、図(a)でq軸上にあった零点がd軸の方向へ移動する。これにつれて、磁束線は回転子の回転と反対の方向に引っ張られる。出力がさらに増加すると、界磁極前部の磁束密度が低くなり、図(d)においてa aループの磁束が現れる(6. 2. 1節参照)。a aループ磁束の発生は、定性的に界磁極中の特異点(サドル)の発生を伴う。この特異点の位置は空隙磁束密度分布からは決定できないので、定性的に矛盾のない位置に描いている。図(e)では2個の零点が出現した状態を示しており、その $B(\eta)$ の極小点に対応する方は $B(\eta)$ の接点である。この特異点を図中の三角形 Δ で表し、カスプと呼ぶ。つづいて状態(f)では、カスプがセンター(○)とサドル(□)に分岐し、この結果2個のa aループが現れる。しかしながら、この磁束は量的には少ない。状態(g)では、界磁極の端にあったセンターと、状態(f)で現れたサドルが合体しカスプとなる。そして、その後カスプは消滅する。そして、定態安定度限界近傍では図(h)のようになり、a aループ磁束が増加する。

以上の検討の結果、公称界磁誘導起電力を発生する界磁電流の場合にはa aループ磁束は発電機の定格出力近傍で発生し、発電機出力の増加とともに界磁極中央部へ移動することが明かとなった。また、a aループ磁束の発達する過程は単調ではなく、特異点の発生、分岐、合体、消滅の過程を経ることが明らかになった。同様の現象は他の界磁電流値でも当然発生する。

6. 3 脱調時の磁束分布

本節では前節の状態(h)からさらに機械入力を増加して発生した脱調時の磁束分布について定態時同様に検討する。特に脱調初期の状態について考察する。

6. 3. 1 脱調時の諸量の変化

脱調の発展に伴う諸量の変化を図6. 6に示す。この結果は第4章における図4. 1と対応している。図中のアルファベットを付した小円a～pは後に示す時点を表しており、時点aとpの時間間隔は出力Pなどの変化のほぼ一周期に対応する。

図6. 6(a)は回転子の回転速度の変化を示している。これよりスピードは階段状に増加していることが判る。図(b)は相差角の変化を示している。これは速度の増加に伴い単調に増加する。図(c)は出力の変化を示しており、出力は脱調発展にともない振動的になっているのがわかる。この振動は出力の正負の領域にまたがっている。すでに述べたように、出力が正の領域は発電機状態であり、負の領域は電動機状態である。このように、脱調時には発電機状態と電動機状態が交互に繰り返される。さらに図(d)は磁束密度の基本波成分の変化を示している。d軸成分は最初の振動時以外は正の領域で振動し、q軸成分は正負の領域に渡って振動している。

続いて図6. 7は $\{B_{nc}(t), B_{ns}(t)\}$ ($n = 1, 3, 5, 7$)の脱調初期における軌跡を表している。これより、第4章で見たように全ての調波成分が振動的になっていることがわかる。出力が零になる時(状態hとiの間)、全調波成分がd軸成分だけとなる。

6. 3. 2 脱調時の空隙磁束密度分布

脱調初期の時点a～pにおける空隙磁束密度 $B(\eta)$ の変化を図6. 8に示す。図6. 8(a)は定態安定限界をわずかに越えて機械入力を加えた状態における $B(\eta)$ の分布を示しており、図6. 4(h)よりさらにN極に磁束が流入している。この時点ではもう回転子は同期角速度からすべり始めている。零点の数は $-\pi \leq \eta \leq \pi$ に4点存在する。状態bにおける $B(\eta)$ を図6. 8(b)に示す。N極後部における磁束の流出は減少する。しかし、界磁極前部で再び磁束が流出し始める。この結果、磁束の流出が界磁極中央で生じる。この時零点の数は6となる。続く状態hでは、界磁極前部と後部の磁束の流出がほぼ同程度となる。この $-\pi/2 \leq \eta \leq \pi/2$ の領域における磁束の総量は正となり、流出の方が多いことがわかる。この状態hと次のiの間で界磁起磁力と電機子反作用起磁力が対向する。その後状態i, jでは、磁束が界磁極前部に集中し始め、状態kの直前で零点の数は4

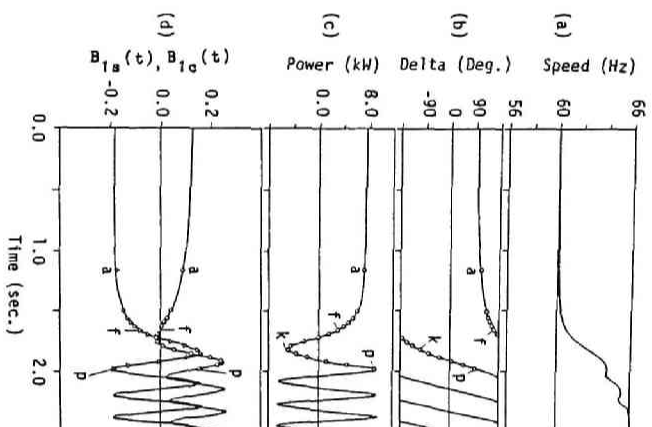


図 6. 6 脱調時の諸量の変化

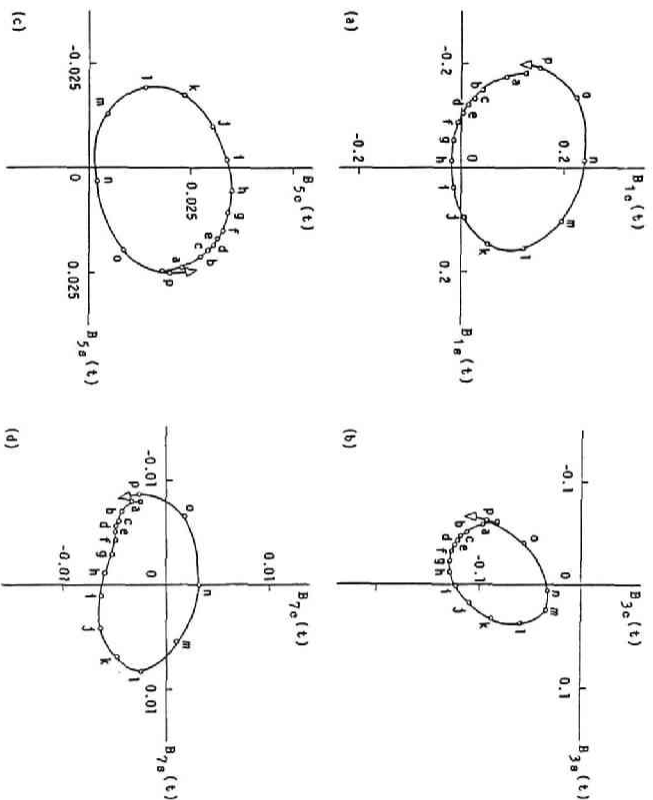


図 6. 7 $(B_{nc}(t), B_{ns}(t))$ ($n = 1, 3, 5, 7$) の軌跡

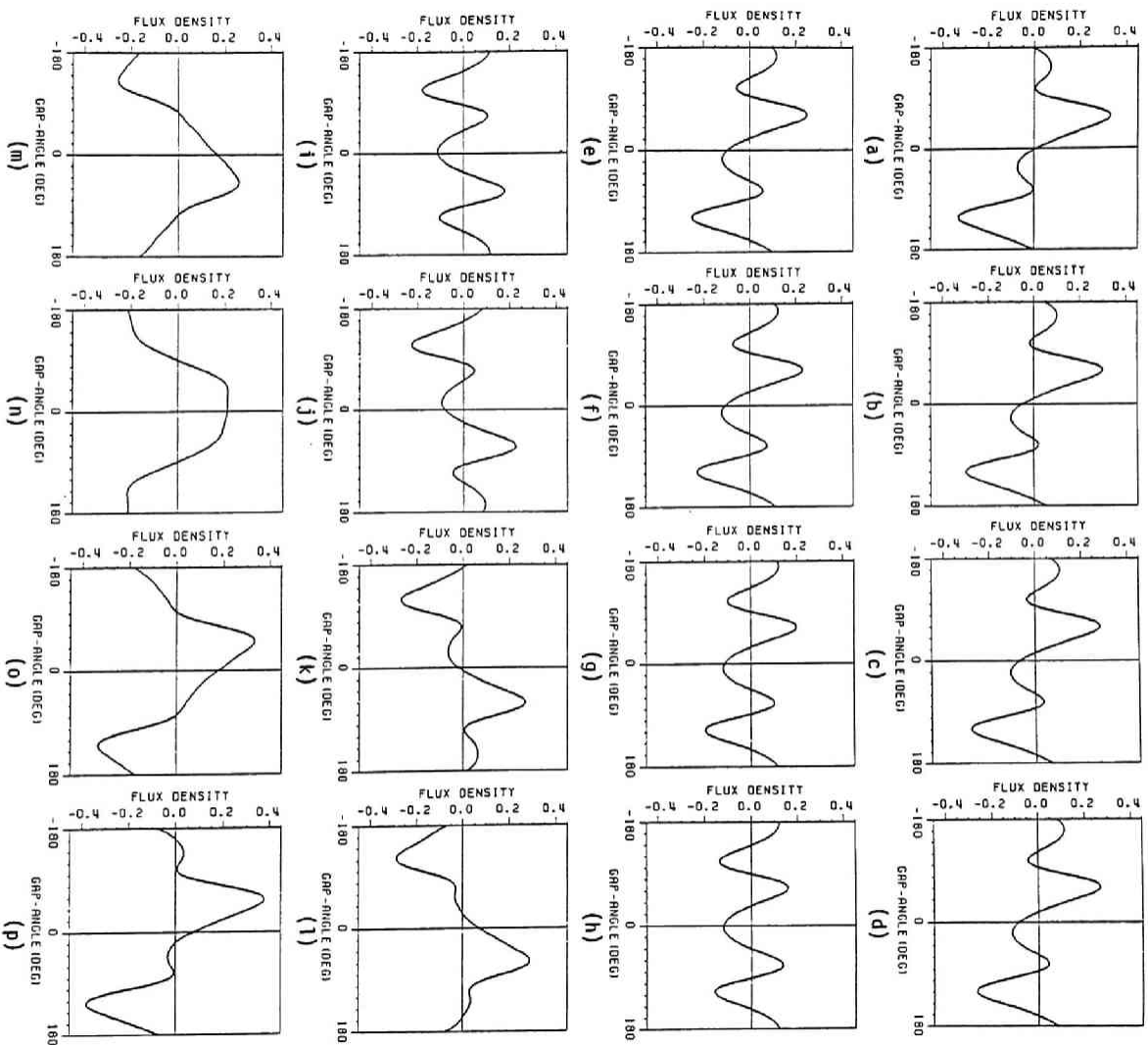


図 6. 8 脱調時の空隙磁束密度分布波形の変化

となる。そして状態kで界磁極後部の磁束の流出は消滅する。この時零点は2点である。状態lでは界磁極後部の磁束密度が低くなり、状態nでほとんど無負荷に近い波形となる。その後、再び発電機状態となるにつれて、磁束は界磁極後部に集中して行く。

6. 3. 3 脱調時の磁束線分布

脱調時においても定態時同様、図6. 8より発電機内部の磁束線分布を推定することができる。これにより、脱調開始時における磁束の動的挙動を把握できる。図6. 9に状態a, e, h, h-i, i, k, mとnにおける磁束分布を示す。ここでh-iは状態hとiの間のある時点の意味している。図中で○印は磁束の流れが逆転する点を表しているが、□印によりサドルを表す。磁束線上の矢印は流れの方向を示している。

状態aにおいて、定態安定領域から発電機の動作点がはみ出すと、a a ループの磁束は図6. 5 (h)より増加する。磁束線が電機子表面と接する点にカスプが生じていると考えられる。状態eで最初のa a ループが界磁極後部に移動し、極前部に新しいa a ループが現れる。この新しいa a ループはカスプの分岐によって生じるものと考えられる。従って物理的には図中のものとは別のサドルが生じていると考えられる。しかし、その位置を決めることは困難であるので、混乱を避けるために図には示していない。またこの時、前の状態まで界磁巻線のみとしか鎖交していなかった磁束が、電機子巻線と鎖交するようになる。一方、界磁極中のサドルはd軸の方向に移動する。

状態hでは新しい界磁極前部のa a ループ磁束が増加し、サドルはd軸の近傍まで移動する。そして、N極のd軸方向から多量の磁束が流入する。その結果、界磁起磁力による磁束が界磁極中に押し込まれ、q軸方向のa f ループの磁束が増加する。

状態hとiの間で磁束線分布は図6. 9 (h-i)のようになると考えられる。この時、界磁起磁力と電機子反作用起磁力が完全に対向し、分布は対称になる。すなわち、界磁極中にサドルーサドルの連結が生じる。これは発電機出力が零となった瞬間に対向する。その後、サドルを通過する磁束線は入れ代わり、状態iで図(i)のようになる。この結果それまで界磁極後部に集まっていた磁束が前部に集中していく。そして、界磁極後部のa a ループの磁束はセンターとサドルの合体

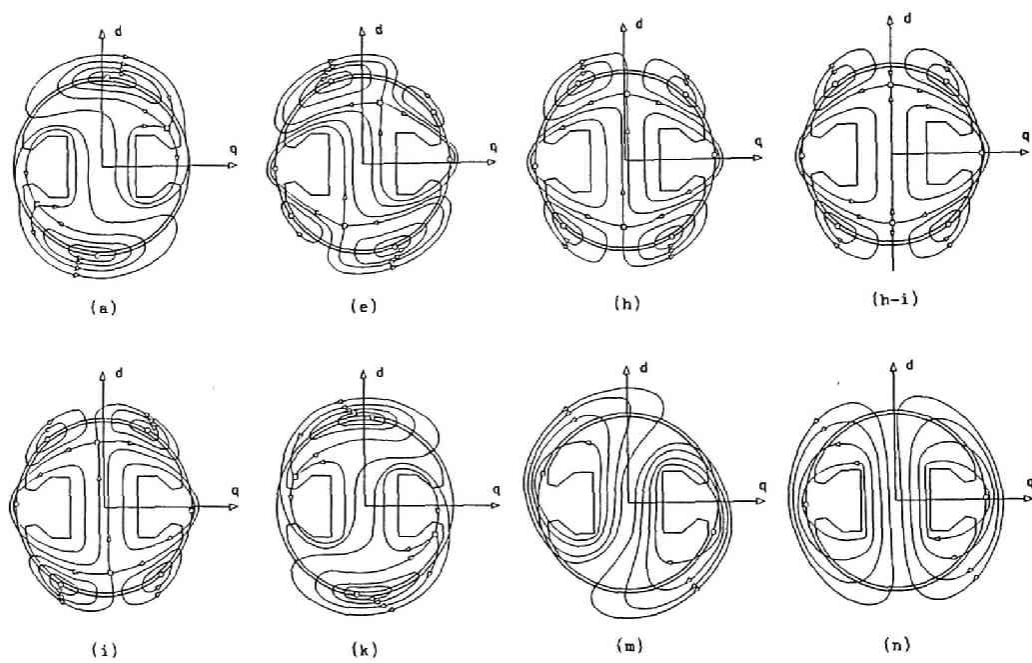


図 6. 9 脱調時の磁束線分布の変化

によって消滅する。その状態が図(k)である。この時q軸方向のa aーグループは消滅する。

状態kの後、残ったa aーグループはセンターと界磁極中のサドルの合体により消滅し、状態mへと変わる。状態mでは磁束は未だ界磁極前部に集まっているが、徐々に後方へ移ってゆき、状態nではほとんど無負荷に近い状態となる。そして再び、界磁極後部に磁束が集中してゆく。

6. 4 検 討

前節において定態時から脱調時に渡って、空隙磁束密度分布から発電機内部の磁束線分布を推定した。このような状態変化に伴う磁束線分布は供試発電機に関して数値計算によって電磁界理論に基づき求めることができる⁽⁵⁾。しかし、現実には測定された空隙磁束密度分布より定性的に描いた分布は、数値計算の結果を裏付けるものであるとともに、磁束変化の連続的な変化に重点を置いているので、より状態変化の理解を容易にしていると考えられる。

本章の検討から、定格出力を越えた後の供試発電機の磁束挙動において、a aーグループ磁束が重要な意味を持っていると考えられる。定態時に出力が増加し相差角が開いて行くとa aーグループが出現し、これが大きくなって行く。それと同時にa fーグループの磁束が減少して行く。これらのa aーグループの出現と脱調現象の発生との関連性については今後の議論を要するところである。また、このa aーグループがトルクの伝達にどのような役割を有しているかを検討することは重要なことであると考えられる。

一方、脱調の発展に伴う磁束線の動的挙動は、機械エネルギーの電気エネルギーへの変換のメカニズム解明の研究に重要な意味を持つと考えられる。発電機動作の状態では磁束は極後部に集まり、電動機動作の状態では極前部に集まる。数値解析ではこの二つの状態の推移を明確に把握することは難しいが、本章の検討から、定性的には連続に変化し得ることが説明できた。このように磁束の変化は特異点の動きに着目して説明することにより、より理解し易いものとなった。特に第4章で検討したように、脱調時と三相突発短絡時の特性表現が回転子の同期角速度からのすべりに着目すれば非常によく対応していおり、本章の結果と文献

(4)の結果で得られた磁束線分布の変化の類似性が、上述の対応関係の背景にあると考えられるが、明かではない。

さらに、脱調現象の発生は発電機の動作において突発的な現象ではなく、磁束の変化からは定態時からの連続的な状態変化がその誘因となっていることがわかる。この様な理解は、端子量から発電機を見る限りにおいては得られないものであり、空隙磁束に基づく特性理解の重要性を示していると考えられる。

6. 5 まとめ

本章で検討した結果をまとめると次のようになる。

(1) 本章で得た定態時から脱調時に至る磁束線分布の変化を定性的に把握した。これは空隙磁束密度分布の変化を高調波まで検討することによって初めて理解し得たものである。この結果、磁束線分布に現われた $a-a$ ループが現象変化の鍵を握っていると考えられるが、これについては今後の検討を要する。

(2) 本章に得られた成果は、従来ブラックボックスとして扱われてきた発電機の動作特性を物理的に理解することを助け、脱調現象の発生機構の解明に寄与するものと考えられる。本章の考察では、磁束飽和、発電機構造さらに渦電流などの影響を考えていないが、それらの磁束線分布に対する影響を明確に把握する必要がある。

以上の考察に基づき、磁束線分布に対する発電機構造の影響については、後の章で検討する。

第7章 不平衡負荷時の空隙磁束分布と動作特性

－ 零相成分と逆相成分の関係について －

7. 1 まえがき

近年、電力系統には種々の負荷が現われ、不平衡電流が定常的に流れる可能性が生じている。また、送電線路の新設が困難となっていることから、現在の送電線網の空間利用効率の改善を目的として、三相複合導体配置（不平衡線路定数）方式などの研究が行なわれている^(32,33)。一方、同期発電機の構造および理論は、三相平衡負荷運転を前提として発達してきたものであり、このような不平衡電流が流れるような場合については、対称座標法に基づく故障計算に適した発電機の基本式が示されている以外には、十分な検討がなされているとは言い難い。従って、不平衡定常電流が流れる場合の発電機の特性を把握することは、今後の電力系統の運用に重要な指針を与えると考えられる。

本章では上述の点を考慮して、不平衡電流のうち逆相電流が流れる場合の特性を、発電機内部磁束の測定に基づき実験的に検討した。その結果、空隙磁束に平衡時には存在しない多数の空間・時間高調波成分が現われ、これが誘引となり、負荷電流に零相成分が含まれていない場合にも、誘導起電力には零相成分が生じることが明らかとなった。これらの結果は、不平衡時の発電機定数や同期発電機の基本式を検討するための基礎的資料となると考えられる。

7. 2 供試発電機と実験の設定条件

7. 2. 1 供試発電機

本章では、実験に供試4極回転界磁型突極機と共に、比較のため4極回転界磁型円筒機を用いた。本章では前者を#A号機、後者を#B号機と呼ぶ。#A号機の詳細は第2章に述べたので、本章では触れない。一方#B号機の定格は表7.1に示す通りである。この発電機の電機子構造は#A号機とほぼ同一で、電機子歯頭部には磁束計測用さぐりコイルが取り付けられている。#B号機的设计諸元

表 7. 1 円筒型供試発電機の定格

定 格

相数：3，周波数：60(Hz)，極数：4
出力：6(kVA)， $\cos\phi$ ：0.9(遅れ)，定格：連続
定格電圧：220(V)，定格負荷電流：15.7(A)，
回転数：1800(rpm)，界磁電流：29.1(A)

固定子

直径：内径 275(mm) ($r=137.5$ (mm))，外径 410(mm)，(スロット形状)
軸長：1=130(mm)，空隙長：3.3(mm)
鉄心材質：S18 0.5(mm) 2 (W/kg)
端板材質：SPC 1.0(mm)
フィンガー材質：鉄
スロット数：36
毎極毎相のスロット数：3
スキュー：24(mm) (275 ϕ)
直列導体数：12
固定子スロットピッチ(機械角)： $\alpha_m = 2\pi/36$ (rad)
“(電気角)： $\alpha = 2\pi/18$ (rad)
巻線方式：重ね巻，二相巻，分布巻，短節巻，
整数スロット巻，星型結線
電機子抵抗： $r_g=0.389(\Omega)$ (75°C)
さぐりコイル巻数：N=3

回転子

回転子外径：265(mm)
軸長：150(mm)
極片長：0(mm)
スロット数：24，スロットピッチ： $2\pi/33$ (rad)
磁極：固塊
鉄板材料：鍛鋼
界磁巻線巻数：1スロット当り 25 段 \times 2 (1ターンは2本パラ)
界磁巻線直流抵抗：0.497(Ω)
制動巻線：無

(スロット形状)

を表 7. 1 に示し、# B 号機の 2 極機モデルを図 7. 1 に示す。このモデルに基づき、空隙磁束密度分布の解析は # A 号機と同様に行なうことができる。# B 号機には制動巻線は付けられていない。

本実験では、また、発電機自身の三相对称性が問題となる。この点については双方の発電機とも、三相对称性が良好であり、平衡負荷状態においては各端子量に不平衡成分が存在しないことが実験的に確認できている。

7. 2. 2 実験回路と実験の設定条件

実験は、供試発電機を負荷装置と直結して行なう。特に、供試発電機に逆相電流が流れやすい回路構成として、図 7. 2 に示すように a 相を解放して b, c 相間に負荷を接続する。以後この回路構成を二相負荷（構成）と呼ぶ。図中 r_b

($= 0.002(\Omega)$) と r_f ($= 0.01(\Omega)$) は電流波形測定用の低抵抗である。

実験は二機の供試発電機を用いて、各供試発電機の界磁電流を一定（# A : 3.2(A), # B : 12(A)）に保ち、以下に示すように行なった。

（1）遅相負荷、力率 0.1 において負荷電流（b 相電流）を増加する。

（2）同相負荷、力率 1.0 において負荷電流（b 相電流）を増加する。

（3）進相負荷、力率 0.1 において負荷電流（b 相電流）を増加する。

上記 3 ケースにおいて負荷電流の変化域は、実効値で # A : 1~10(A), # B : 1~6(A) である。

（4）負荷電流（b 相電流）の実効値を一定（# A : 10(A), # B : 6(A)）に保ち、負荷装置の力率を遅相 0.1 から進相 0.1 まで変化させる。

各場合とも、界磁電流は定電圧源装置より供給し、AVR などの励磁制御装置は一切使用しない。また、回転数は定格回転数 1800(rpm) に保つ。

7. 3 端子量と空隙磁束密度

本節では二相負荷状態で供試発電機の空隙に生じる空隙磁束密度分布と、それに基づく端子量の変化の表現方法について述べる。前章までと異なり、二相負荷状態では、界磁起磁力による磁束密度成分と電機子反作用起磁力による磁束密度成分各々の主要成分が明らかではないので、成分の抽出において十分な注意を要する。ここでは、各量を実験データの成分分析結果に基づいて表現する。

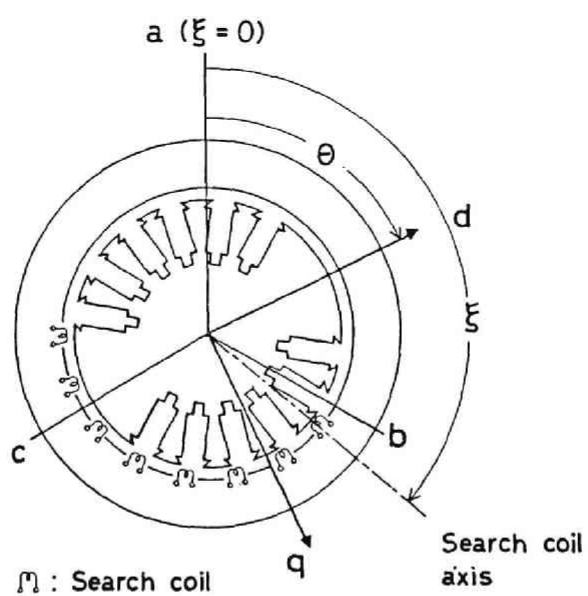


図 7. 1 円筒型供試発電機の一極機モデル

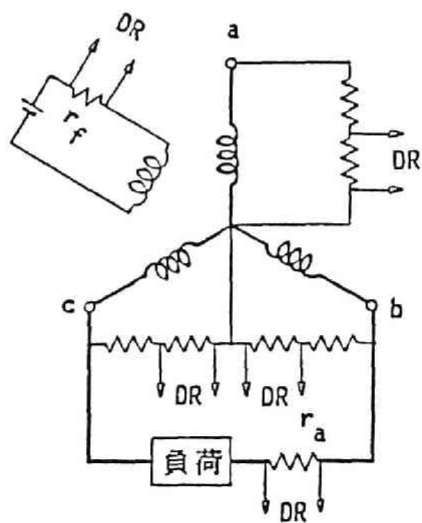


図 7. 2 不平衡負荷実験回路

7. 3. 1 負荷電流および界磁電流

図7. 2に示したように、回路構成上a相電流は流れない。従って、b, c相に流れる電流については高調波まで考慮すると次式で表わされる。

$$i_a(\theta) = 0 \quad (7-1)$$

$$i_b(\theta) = -i_c(\theta) = \sqrt{2} \sum_{n=1, 3, \dots} I_{bn} \cos(n\theta + \gamma_n)$$

ここで θ は(2-1)式で表現されるものであり、 γ_n は負荷電流の第 n 調波成分の内部力率角を表わしている。

一方界磁電流は、三相平衡負荷状態と異なり、定電圧源装置による直流電流に、交流成分が重畳した電流となる。従って、実験結果を次式で表現する。

$$i_f(\theta) = I_{f0} + \sum_{n=2, 4, \dots} (I_{fnc} \cos n\theta + I_{fns} \sin n\theta) \quad (7-2)$$

7. 3. 2 空隙磁束密度の表現

三相平衡負荷時には、巻線の対称性と機械的構造の対称性により、界磁起磁力および電機子反作用起磁力の時間・空間調波成分を用いて、空隙磁束密度分布の主要成分を決定したが、不平衡負荷時にはこのような決定が妥当か否かの検討ができていない。従って、本章ではさぐりコイル誘起電圧の空隙磁束密度への換算値の時間調波解析結果に基づき、空隙磁束密度分布を次式で表わす。

$$B(\xi, \theta) = \sum_{n=1, 3, \dots} \sum_{m=1, 3, 5, 7} \{ B_{nc}^{n+} \cos(m\xi - n\theta) + B_{ns}^{n+} \sin(m\xi - n\theta) + B_{nc}^{n-} \cos(m\xi + n\theta) + B_{ns}^{n-} \sin(m\xi + n\theta) \} \quad (7-3)$$

ここで m は空間高調波の次数、 n は時間高調波の次数を表わしている。添字 c, s はそれぞれ \sin, \cos 成分を表し、 $+, -$ はそれぞれ空隙磁束密度成分が回転

子の回転と同方向、逆方向に空隙を回転していることを示す。特に、 $m = n$ で+の符号の成分は、回転子と同一方向に同期速度で回転する成分を表わしている。この成分は、三相平衡負荷時に回転子上に静止して現われる磁束密度成分と対応する。さらに、 $n - m = 1$ で符号+の成分を空隙磁束の正相成分、符号-の成分を空隙磁束の逆相成分と呼ぶことにする。

7. 3. 3 空隙磁束密度分布算定法

中心軸の空隙位置が ξ_i の電機子歯の頭部に取り付けたさぐりコイル誘導起電力を $e_{sc}(\xi_i, \theta)$ 、さぐりコイル鎖交磁束を $\phi_{sc}(\xi_i, \theta)$ と表わすと第2章で述べたように次の関係が得られる。

$$\int e_{sc}(\xi_i, \theta) dt = N \phi_{sc}(\xi_i, \theta) = N r \alpha_n B(\xi_i, \theta) \quad (7-4)$$

各定数については2. 4節を参照されたい。

このさぐりコイル誘起電圧 $e_{sc}(\xi_i, \theta)$ を θ でフーリエ展開すると、(2-13)式同様

$$e_{sc}(\xi_i, \theta) = \sum_{n=1,3,5,7} \{ E_{nc}(\xi_i) \cos n(\xi_i - \theta) + E_{ns}(\xi_i) \sin n(\xi_i - \theta) \} \quad (7-5)$$

ただし、

$$E_{nc}(\xi_i) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e_{sc}(\xi_i, \theta) \cos n(\xi_i - \theta) d\theta$$

$$E_{ns}(\xi_i) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e_{sc}(\xi_i, \theta) \sin n(\xi_i - \theta) d\theta \quad (7-6)$$

ここで、(7-3)、(7-4)、(7-5)式より、(7-3)式中の各時間空間調波成分とさぐりコイル誘起電圧の間に次の関係を得る。

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=1,3,5,7} \{ B_{mc}^{n+} \cos (m-n) \xi_i + B_{ms}^{n+} \sin (m-n) \xi_i \\
& \quad + B_{mo}^{n-} \cos (m+n) \xi_i + B_{ms}^{n-} \sin (m+n) \xi_i \} \\
& = \frac{E_{ns}(\xi_i)}{n \omega N r \alpha_m l} \\
& \sum_{n=1,3,5,7} \{ -B_{mc}^{n+} \sin (m-n) \xi_i + B_{ms}^{n+} \cos (m-n) \xi_i \\
& \quad + B_{mo}^{n-} \sin (m+n) \xi_i - B_{ms}^{n-} \cos (m+n) \xi_i \} \\
& = \frac{-E_{ns}(\xi_i)}{n \omega N r \alpha_m l}
\end{aligned} \tag{7-7}$$

ある n 次の時間調波に対して、考慮する空間高調波成分は 16 個である。今、空隙位置 ξ_i にある 1 本のさぐりコイルに対して上記 2 式が成立するから、これら全成分は空間位置の異なる 8 本のさぐりコイルに関して (7-7) 式の関係を求め、それらの方程式を連立して解くことにより決定できる。

7. 3. 4 電機子巻線鎖交磁束と内部誘導起電力

電機子巻線の内部誘導起電力は、電機子巻線鎖交磁束により生成される。そこで、まず電機子巻線鎖交磁束を求める。電機子巻線は図 2. 6 に示すように分布している。従って、(7-3) 式で表わされた磁束分布を (3-3) 式に代入すると、 a 相巻線鎖交磁束 $\phi_a(\theta)$ は次式で与えられる。

$$\phi_a(\theta) = \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ (B_{mc}^{1+} + B_{mc}^{1-}) \cos \theta - (B_{ms}^{1+} + B_{ms}^{1-}) \sin \theta \} \tag{7-8}$$

ただし、 K_m は (3-5) 式と同じであるが、本章では突極機 (#A) と円筒機 (#B) を用いており、それぞれ表現が異なるのでここに再び示す。

$$K_m = Mr l_o \frac{\sin m\pi/2 \cdot (\sin m\alpha + \sin 2m\alpha)}{m^2 \alpha} \tag{7-9}$$

ただし、 $M = 32$ (突極機 # A) , 48 (円筒機 # B) である。また、本章の検討では電機子巻線鎖交磁束の有効軸長 l_e を電機子軸長 l とする。同様に、 b , c 相巻線の磁束鎖交数 $\phi_b(\theta)$, $\phi_c(\theta)$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}\phi_b(\theta) = & \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1+} \cos(\theta - 2\pi/3) - B_{ms}^{1+} \sin(\theta - 2\pi/3) \} \\ & + \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1-} \cos(\theta + 2\pi/3) - B_{ms}^{1-} \sin(\theta + 2\pi/3) \} \\ & + K_3 \{ (B_{3c}^{1+} + B_{3c}^{1-}) \cos \theta - (B_{3s}^{1+} + B_{3s}^{1-}) \sin \theta \} \end{aligned} \quad (7-10)$$

$$\begin{aligned}\phi_c(\theta) = & \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1+} \cos(\theta - 4\pi/3) - B_{ms}^{1+} \sin(\theta - 4\pi/3) \} \\ & + \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1-} \cos(\theta + 4\pi/3) - B_{ms}^{1-} \sin(\theta + 4\pi/3) \} \\ & + K_3 \{ (B_{3c}^{1+} + B_{3c}^{1-}) \cos \theta - (B_{3s}^{1+} + B_{3s}^{1-}) \sin \theta \} \end{aligned}$$

不平衡時には、空隙磁束密度に(7-8), (7-10)式で表わされる時間基本波成分以外にも時間高調波成分が含まれているが、ここでは端子量については基本波成分のみに着目する。このとき、各巻線の内部誘導起電力 $e_a(\theta)$, $e_b(\theta)$, $e_c(\theta)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}e_a(\theta) = & -\omega \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ (B_{mc}^{1+} + B_{mc}^{1-}) \sin \theta \\ & + (B_{ms}^{1+} - B_{ms}^{1-}) \cos \theta \} \\ e_b(\theta) = & -\omega \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1+} \sin(\theta - 2\pi/3) + B_{ms}^{1+} \cos(\theta - 2\pi/3) \} \\ & -\omega \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1-} \sin(\theta + 2\pi/3) - B_{ms}^{1-} \cos(\theta + 2\pi/3) \} \\ & -\omega K_3 \{ (B_{3c}^{1+} + B_{3c}^{1-}) \sin \theta + (B_{3s}^{1+} - B_{3s}^{1-}) \cos \theta \} \\ e_c(\theta) = & -\omega \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1+} \sin(\theta - 4\pi/3) + B_{ms}^{1+} \cos(\theta - 4\pi/3) \} \\ & -\omega \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{mc}^{1-} \sin(\theta + 4\pi/3) - B_{ms}^{1-} \cos(\theta + 4\pi/3) \} \\ & -\omega K_3 \{ (B_{3c}^{1+} + B_{3c}^{1-}) \sin \theta + (B_{3s}^{1+} - B_{3s}^{1-}) \cos \theta \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\omega \sum_{m=1,3,5,7} K_m \{ B_{m0}^{1-} \sin(\theta + 4\pi/3) - B_{m3}^{1-} \cos(\theta + 4\pi/3) \} \\
& -\omega K_3 \{ (B_{30}^{1+} + B_{30}^{1-}) \sin \theta + (B_{33}^{1+} - B_{33}^{1-}) \cos \theta \}
\end{aligned}
\tag{7-11}$$

従って、二相負荷時にも、空隙磁束密度の時間基本・空間高調波の正方向回転、逆方向回転の各成分をさぐりコイル誘起電圧を用いて分離・抽出することにより、内部誘導起電力を算定することができる。

7. 3. 5 対称座標変換および d q 変換を用いた端子量表現

第一章で述べた対称座標法を、本章の実験条件に対して適用する。二相負荷状態では、電機子電流に対して(7-1)式の電流条件が成立する。従って、対称座標成分に対して次の関係が成立する。

$$i_0 = 0, \quad i_1 = -i_2 \tag{7-12}$$

これより、電機子電流から見ると零相電流は発生せず、正相及び逆相起磁力は同一であることが明らかである。

一方、本設定条件の下で電機子電流に対して(1-1)式の d q 変換を行なうと、次の d 軸電流、q 軸電流を得る。

$$i_d(\theta) = I_{d0} + \sum_{n=2,4,\dots} (I_{dnc} \cos n\theta + I_{dns} \sin n\theta) \tag{7-13}$$

$$i_q(\theta) = I_{q0} + \sum_{n=2,4,\dots} (I_{qnc} \cos n\theta + I_{qns} \sin n\theta)$$

但し、主要成分は以下の通りである。

$$I_{d0} = -\frac{\sqrt{6}}{3} I_{b1} \sin \gamma_1, \quad I_{q0} = \frac{\sqrt{6}}{3} I_{b1} \cos \gamma_1$$

$$\begin{aligned}
 I_{d2c} &= \frac{\sqrt{6}}{3} (I_{b1} \sin \gamma_1 - I_{b3} \sin \gamma_3) \\
 I_{d2s} &= \frac{\sqrt{6}}{3} (I_{b1} \cos \gamma_1 - I_{b3} \cos \gamma_3) \\
 I_{q2c} &= \frac{\sqrt{6}}{3} (I_{b1} \cos \gamma_1 + I_{b3} \cos \gamma_3) \\
 I_{q2s} &= -\frac{\sqrt{6}}{3} (I_{b1} \sin \gamma_1 + I_{b3} \sin \gamma_3)
 \end{aligned}
 \tag{7-14}$$

このように、二相負荷時には電機子電流のd q成分には多くの偶数次調波が含まれ、電機子反作用起磁力自身が回転子に対して偶数次のゆらぎを与えていることがわかる。これが、界磁電流に見られる偶数次高調波の誘因の一つになっていると予想される。

7. 4 実験結果

本節では、前節に述べた空隙磁束密度成分の算定法、および端子量の表現を用いて、二相負荷時の実験データを検討する。以下、突極型供試発電機と円筒型供試発電機に関する結果を対比させて示す。実験の負荷条件については、遅相負荷時をL、同相負荷時をR、進相負荷時をCの記号を用いて略記する。

7. 4. 1 空隙磁束密度分布の各成分実測値

7. 3 節の(7-3)式で表わした空隙磁束密度分布を、8本のさぐりコイル出力を用いて算定した結果を示す。まず、図7. 3に空隙磁束密度の正相成分(B_{1s}^{1+} , B_{1c}^{1+})の電機子電流の変化に伴う軌跡を示す。図(a)に突極機(#A)、図(b)に円筒機(#B)の軌跡を示す。図中○印(曲線L)は実験条件(1)に対応し、□印(曲線R)は実験条件(2)、△印(曲線C)は実験条件(3)そして●印は実験条件(4)の結果を表わし、■に無負荷時の値を示す。図7. 4は、空隙磁束密度の逆相成分(B_{1s}^{1-} , B_{1c}^{1-})の電機子電流の変化に伴う軌跡を表わしたものである。各軌跡の記号は、図7. 3と同様である。図7. 3、図7. 4より、

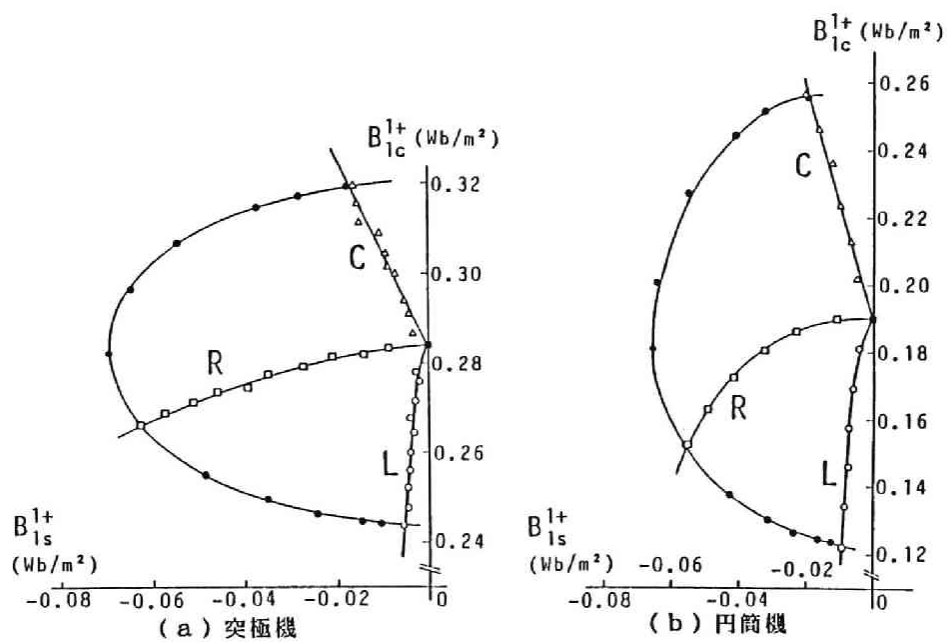


図7. 3 空隙磁束密度分布に含まれる空間・時間基本波正相成分

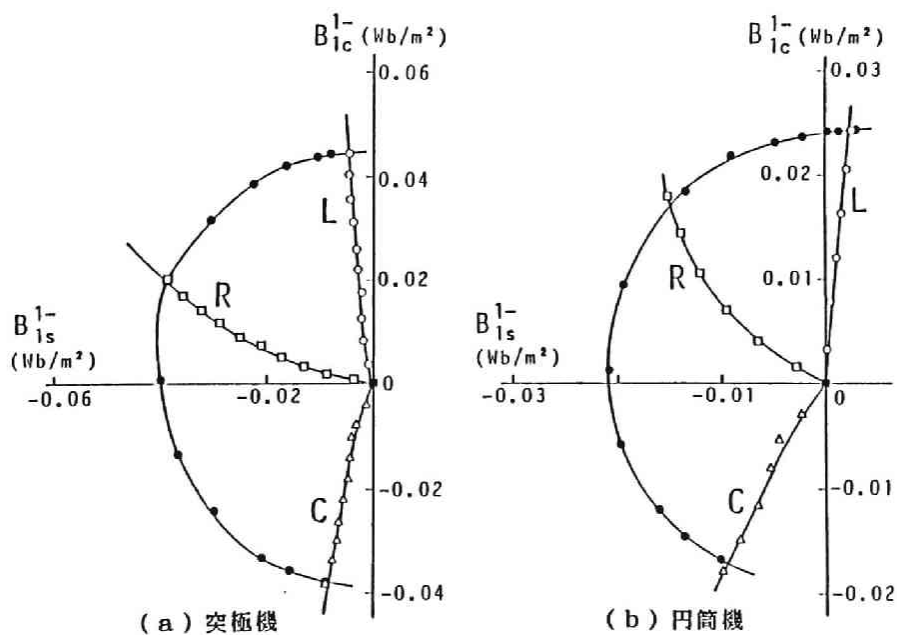


図7. 4 空隙磁束密度分布に含まれる空間・時間基本波逆相成分

空隙磁束の正相成分、逆相成分ともその軌跡に円筒機と突極機の大きな違いを見受けることができない。

次に図7. 5に空隙磁束密度分布に含まれる空間3倍・時間基本波正方向回転成分(B_{3s}^{1+} , B_{3c}^{1+})の軌跡を示す。この成分に関しても、その変化の傾向に関しては突極機と円筒機で大差はない。しかし、その値は、回転子の突極性の違いによる大きな差が見受けられる。一方、空隙磁束密度の空間3倍・時間基本波逆方向成分(B_{3s}^{1-} , B_{3c}^{1-})は微量であるので無視できる。

7. 4. 2 電機子電流・界磁電流の高調波成分実測値

二相負荷時には、電機子電流、界磁電流に高調波成分が重畳する。まず図7. 6に界磁電流 i_f の時間2倍高調波成分(I_{f2s} , I_{f2c})の軌跡を示す。この変化は、図7. 4に示した空隙磁束の逆相成分の位相を 180° 反転させたものとなっている。円筒機の場合、界磁巻線が分布巻きで空隙近くに位置しているために、界磁電流に回転子上に静止しない磁束成分の影響が大きく現われていると考えられる。

次に電機子電流の場合の結果を示す。図7. 7は直軸電流の時間2倍高調波成分(I_{d2s} , I_{d2c})の軌跡を表わし、図7. 8は横軸電流の時間2倍高調波成分(I_{q2s} , I_{q2c})の軌跡を示す。双方とも同じ程度の量であり、d, q軸の方向性とは関係がない。

7. 4. 3 端子電圧の対称座標成分

二相負荷時において、各相の端子電圧に含まれる時間基本波成分を、対称座標変換を用いて零相、正相、逆相各成分に分解する。これらを順に図7. 9～図7. 11に示す。これらは突極機のみに関する結果である。この結果、全体量に比べて小さい値ではあるが、零相電圧が存在していることは注目に値する。なぜなら、二相負荷状態においては、(7-12)式に示したように零相電流が流れず、発電機の基本式から端子電圧に零相電圧が発生しないと考えられるからである。一方、円筒機(#B)については零相電圧の算定値は最大0.5(V)程度の算定値となったが、測定誤差と同程度の値であり、無視することができる。

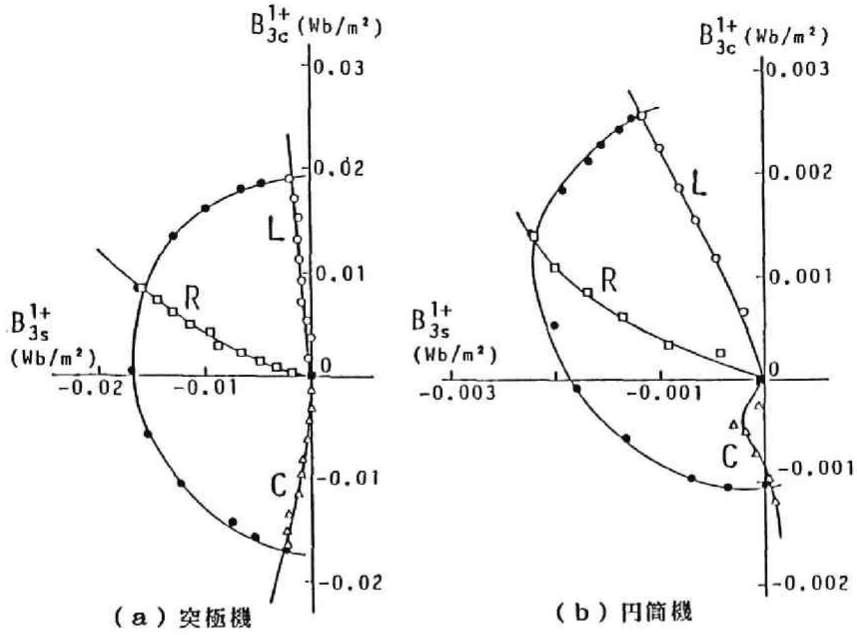


図7. 5 空隙磁束密度分布に含まれる空間3倍・時間基本波正方向回転成分

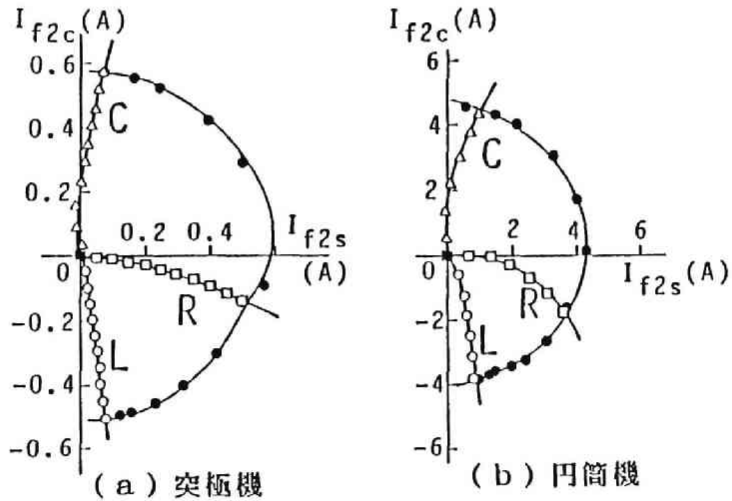


図7. 6 界磁電流の時間2倍高調波成分

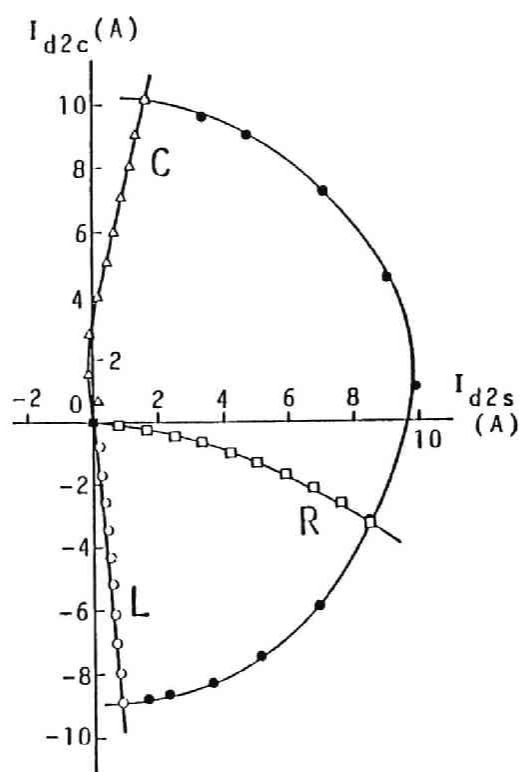


図 7. 7 直軸電流の時間 2 倍高調波成分

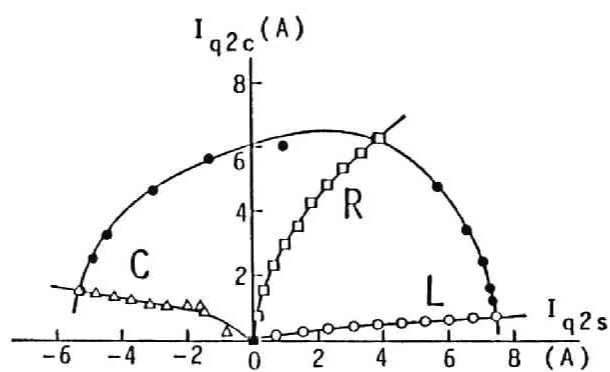


図 7. 8 横軸電流の時間 2 倍高調波成分

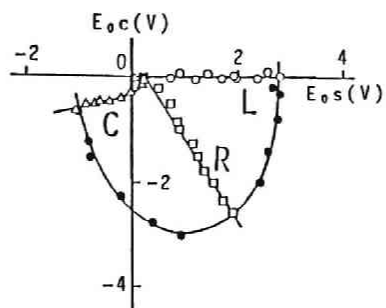


図 7. 9 端子電圧の零相成分

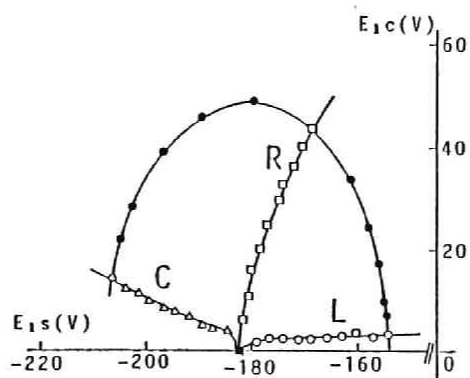


図 7. 10 端子電圧の正相成分

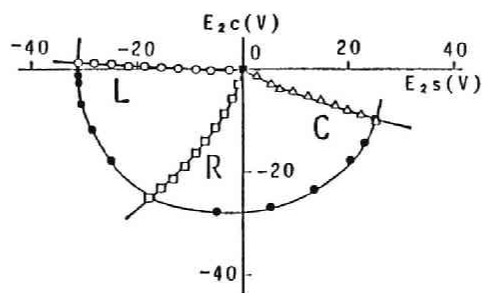
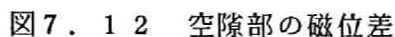


図 7. 11 端子電圧の逆相成分

前節に示した結果は、突極機（#A）については二相負荷時においても零相電圧が生じることを示している。この生因について検討する。

零相誘起電圧も空隙磁束によって生成される。(7-11)式より、誘起電圧の零相成分は、磁束密度成分を用いて次式で表わすことができる。

従って、誘起電圧の零相成分は空隙磁束密度の空間 3 倍・時間基本波成分によって生成される。前節の結果で述べたように、空間 3 倍・時間基本波の成分は B_{3s}^{1+} , B_{3c}^{1+} の正方向成分が支配的で、 B_{3s}^{1-} , B_{3c}^{1-} の逆方向成分は無視できる程度の量である。よって、以後 B_{3s}^{1+} , B_{3c}^{1+} に着目し、その発生機構について考察する。



7. 5. 2 起磁力に基づく考察

供試突極型発電機（# A）の空隙部に加わる磁位差は、磁気回路に基づき次式で表わされる。（図 7. 1 2 参照）

$$\text{mmf}_1(\eta, i_f) + \text{mmf}_2(\eta, i_b) - \mu_i H_i F_f(\eta) \quad (7-16)$$

ここで $\text{mmf}_1(\eta, i_f)$: 界磁電流による起磁力分布
 $\text{mmf}_2(\eta, i_b)$: 負荷電流による起磁力分布
 μ_i : 回転子峡部の長さ
 H_i : 回転子峡部における磁界の強さ

$$F_f(\eta) = \begin{cases} 1 & |\eta| \leq \pi/2 \\ -1 & \pi/2 < |\eta| \leq \pi \end{cases}$$

$\eta = \xi - \omega t$: 回転子上の座標系（電気角）

一方、磁気回路に基づく考察では、磁気回路中の磁束密度は、起磁力と磁気抵抗の逆数であるパーミアンスを用いて表すことができる。そこで、空隙におけるパーミアンス分布を次式で近似する。

$$P(\eta) = P_0 + P_2 \cos 2\eta + \dots \quad (7-17)$$

本式において第二項以下は、回転子の突極性の程度を表わしている。ここで、空隙磁束密度は、(7-16)式の磁位差と(7-17)式のパーミアンスの積で表わすことができる。従って、それぞれの空間および時間高調波の各成分の関係から前節に述べた空間3倍・時間基本波がどの様に生成されるか検討する必要がある。

A. $\text{mmf}_1(\eta, i_f)$ の寄与について

界磁起磁力 $\text{mmf}_1(\eta, i_f)$ は、(2-4)式で導出したが、書き換えると次式で表わされる。

$$\text{mmf}_1(\eta, i_r) = i_r N_r (F_1 \cos \eta + F_3 \cos 3\eta + \dots) \quad (7-18)$$

ここで $N_r (= 500 \text{ (turn)})$ は一極当りの界磁巻線巻数である。上式中の i_r は (7-2) 式で表現できる。これらの関係から、この界磁起磁力により空間 3 倍・時間基本波の磁束密度成分が生成されることが明らかである (付録 7. 1)。しかし、これに基づく成分は突極機 (#A), 円筒機 (#B) とともに、図 7. 5 (b) の円筒機の場合に示す程度の値にしかない。このことから、円筒機に関しては、空間 3 倍・時間基本波の成分を生成する原因として、界磁電流の高調波が考えられるが、突極機に関しては、他の起磁力の寄与を考慮する必要がある。

B. $\text{mmf}_2(\eta, i_b)$ の寄与について

二相負荷時の電機子電流による起磁力 $\text{mmf}_2(\eta, i_b)$ は次式で表わすことができる (付録 7. 2)。

$$\begin{aligned} \text{mmf}_2(\eta, i_b) &= \{f_b(\xi) - f_o(\xi)\} i_b(\theta) \\ &- \sqrt{2} \sum_{n=1,3,\dots} I_{bn} a_n \sin(2m\pi/3) \times \\ &\quad \{\sin(m\xi - n\theta - \gamma_n) + \sin(m\xi + n\theta + \gamma_n)\} \end{aligned} \quad (7-19)$$

ここに $f_b(\xi)$, $f_o(\xi)$ は (2-6) 式, a_n は (2-5) 式で与えられる。

(7-19) 式には, $\sin(2m\pi/3)$ の項があるので, 電機子反作用起磁力分布中に空間 3 倍の成分は生じない。一方, 電機子反作用磁束成分は (7-17) 式, (7-19) 式の積により決まり, (7-17) 式の第二項の寄与により, 空間 3 倍・時間基本波成分が生成される (付録 7. 3)。これは, $\text{mmf}_2(\eta, i_b)$ 中の空間・時間基本波の逆相分と突極性により, 空隙磁束の空間 3 倍・時間基本波成分が生成されることを示している。この原因によって生成される空間 3 倍・時間基本波成分の大きさは, $10^{-2} (\text{Wb/m}^2)$ 程度となり, 界磁電流高調波の寄与に比べて一桁大きい。従って, 突極機の空間 3 倍・時間基本波磁束密度成分は, 逆相電流による起磁力が突極性によって歪められて生じる成分が支配的であると考えられる。

C. $\mathfrak{L}_i H_i F_r(\eta)$ の寄与について

この寄与は, 突極機の回転子のイスマスにおける磁位差を表わしている。従っ

て、この項による寄与は回転子の飽和の空隙磁束密度への寄与を表わすことになる。

後の第9章でも論じるが、界磁電流 i_f による寄与と電機子電流の d 軸成分による寄与を同時に論じるために、仮想界磁電流 i_t を導入する。すなわち、

$$i_t = i_f - k i_d \quad (7-20)$$

供試発電機（#A）において k は $k \cong 0.0572$ となる。これを用いて、図7.6，図7.7で高調波に関する i_t を算定すると、仮想界磁電流における高調波は無視できる。このことから、界磁鉄心峡部における磁位差は、不平衡負荷時においても時間的には変動せず一定値となることを意味している。従って、この磁位差とパーミアンス分布の積より決まる空隙磁束密度分布には、空間3倍・時間基本波成分は発生しない。

以上の考察により、供試突極機（#A）の二相負荷時において発生する零相誘起電圧は、界磁電流の高調波の起磁力によって生成される空隙磁束成分より、むしろ逆相電流の起磁力と回転子の突極性により空隙磁束の空間3倍・時間基本波成分が発生し、それが電機子巻線と鎖交することによって誘起されることが明らかとなった。これは円筒機（#B）との対照実験の結果より裏付けることができた。

7.6 まとめ

本章では、不平衡負荷（二相負荷）時の同期発電機の空隙磁束密度の変化を明らかにし、その結果供試突極型発電機における逆相電流による零相誘起電圧の発生機構を明らかにした。この結果は、従来全く考慮されていなかったものであり、今後不平衡負荷時の磁束密度分布を表わすモデルの構成、不平衡時の機器定数の物理的意味などの検討に、重要な基礎的データとなるものと考えられる。

第8章 同期発電機の飽和特性の内部磁束に基づく検討

8. 1 まえがき

一般に同期発電機の内部磁束は、磁路にある鉄心の磁気飽和の影響を受ける。従来より、発電機の飽和特性は無負荷飽和特性試験と零力率飽和特性試験を用いて、磁束の位相が d q 軸の d 軸方向にある場合で飽和特性が把握し易い状態に、発電機をブラックボックスとして端子電圧、電流を用いて検討されてきた。また、近年計算機の数値計算により様々な動作状態における発電機内部磁束の飽和特性なども検討されているが、それが実際の発電機の負荷時の飽和特性と測定結果に基づいて比較検討された例は見受けられない。さらに、端子量に基づいた飽和特性の検討では内部磁束の時間・空間基本波成分のみしか考慮することができず、空隙磁束の高調波成分に関する飽和特性に関しては、十分な検討はなされていない。

本章では、以上の点に着目して、まず無負荷飽和特性の高調波次数依存性について検討する。これより、供試発電機の無負荷時の空隙磁束の分布形状が、回転子の突極の形状に依存することを示す。次に、磁気回路を用いた解析などにおいて、無負荷時と負荷時の磁束の磁路が同一であることに基づき、界磁電流に対する飽和特性と d 軸電流に対する飽和特性が完全に一致するとして扱われている。この点について実験的に検討する。

8. 2 実験の設定条件

実験は突極型供試発電機を用いて、無負荷飽和特性試験と典型的な同期発電機の負荷状態である一機無限大系統時の負荷試験を行なった。その系統構成などについては、第3章と全く同じであるのでここでは述べない。上記実験の内、一機無限大系統における負荷試験は次の手順で行なった。すなわち、界磁電流を一定値に固定し、駆動用直流機の出力を徐々に増加することにより機械入力を増加し、電気出力を増加させる。この際異なる界磁電流値について出力の異なる数点の測

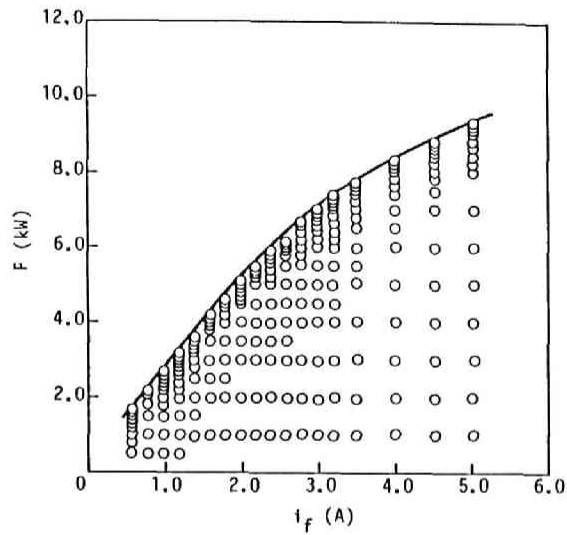


図 8. 1 定態安定領域と測定点

定を行なう。測定点を図 8. 1 の供試発電機の定態安定領域内に、○印で示す。

8. 3 空隙磁束密度と磁束飽和

一機無限大系統に接続された定態時の供試発電機内部の空隙磁束の主要成分は、第 3 章で既に示したように次式で与えられる。

$$B(\xi, \theta) = \sum_{n=1, 3, \dots} \{ (B_n + B_{nd}) \cos n(\xi - \theta) + B_{nq} \sin n(\xi - \theta) \} \quad (8-1)$$

これらの成分は全て回転子と同期して空隙を回転する成分のみである。平衡負荷時にはこれらの成分以外に回転子の回転に同期しない成分が存在するが、これらは無視できる。(8-1)式に示した成分は、供試発電機の電機子歯頭部に取り付けられたさぐりコイル誘起電圧を用いて決定することができる。

平衡負荷状態では、電機子電流に高調波は含まれない。従って、本章における

実験では電機子電流は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} i_a(\theta) &= -\sqrt{2} I_a \sin(n\theta + \gamma) \\ i_b(\theta) &= -\sqrt{2} I \sin\left(\theta + \gamma - \frac{2\pi}{3}\right) \\ i_c(\theta) &= -\sqrt{2} I \sin\left(\theta + \gamma - \frac{4\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (8-2)$$

これより，d 軸電流，q 軸電流は次式となる。

$$\begin{aligned} i_d &= -\sqrt{2} I \sin \gamma \\ i_q &= \sqrt{2} I \cos \gamma \end{aligned} \quad (8-3)$$

従って，電機子電流の d，q 各軸成分は，電機子電流を調波解析すれば容易に算定できる。

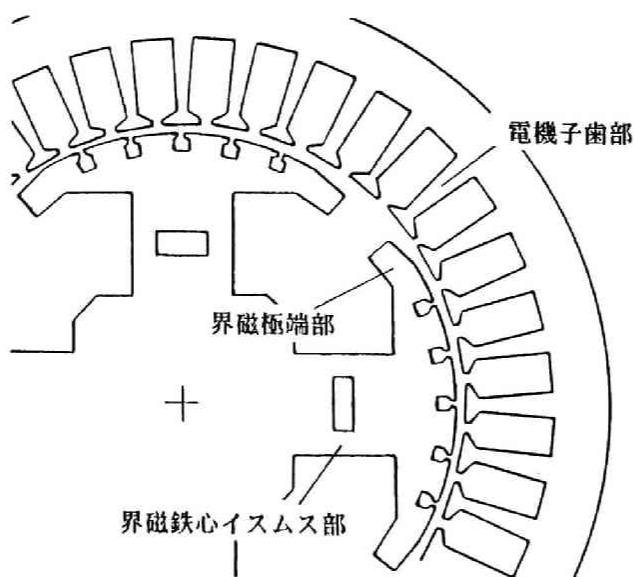


図 8. 2 供試発電機の可飽和部

供試発電機において、その機械的構造と磁路から考えて、界磁鉄心イスムス部、界磁極端部、電機子歯頭部の3カ所で磁気飽和を生じる可能性がある（図8. 2参照）。各部の磁束密度を各々の断面積より概算すると、空隙磁束密度を基準として界磁極端部および電機子歯部で4～5倍、界磁鉄心イスムス部で約1.3倍となる。従って、界磁極イスムス部において磁束密度が最大となるので、供試発電機の磁束飽和は主として界磁極イスムス部で生じるものと考えられる。供試発電機に関するこれまでの研究から⁽²⁵⁾から、無負荷時の空隙磁束密度分布波形が界磁電流によらず一定の形状になることが知られている。一方、電機子歯頭が飽和する場合、無負荷時の空隙磁束の分布形状は、界磁電流の大きさによって変化すると考えられる。従って、供試発電機の場合、磁束飽和は界磁極イスムス部でのみ生じ、無負荷時の磁束密度の分布形状は界磁極の形状によって決まると考えられる。

8. 4 実験結果

まず、無負荷時の結果を図8. 3に示す。この結果は界磁電流を増加させて行った場合の、空隙磁束密度成分d軸成分の変化を示したものである。第3章で示したように、磁化特性にヒステリシスが存在するが、その影響は無視できる程度である。

次に一機無限大系統における負荷試験を行なった結果を図8. 4、図8. 5に示す。ここでは、端子量に直接関係のある空隙磁束の空間・時間基本波成分 B_{1d} 、 B_{1q} に着目する。図8. 4は $B_{1d}+B_{1q}$ の i_d に対する変化、図8. 5は B_{1q} の i_q に対する変化をそれぞれ界磁電流 i_f をパラメータとして図示したものである。図8. 5に関しては、測定点が重なるため i_f の3通りの場合についてのみ示す。

図8. 4に示したd軸成分に関する結果は一見ほとんど平行線で、磁束飽和の影響が全くないように見受けられるが、実際には界磁電流が低い値との時と高い値の時とではその傾きは大きく異なっており、電機子反作用起磁力の減磁の効果が界磁起磁力の大きさにより異なることが確認できる。すなわち界磁電流が大きいほどその傾きが小さいことから、磁束の飽和の度合いが大きいほど電機子反作用

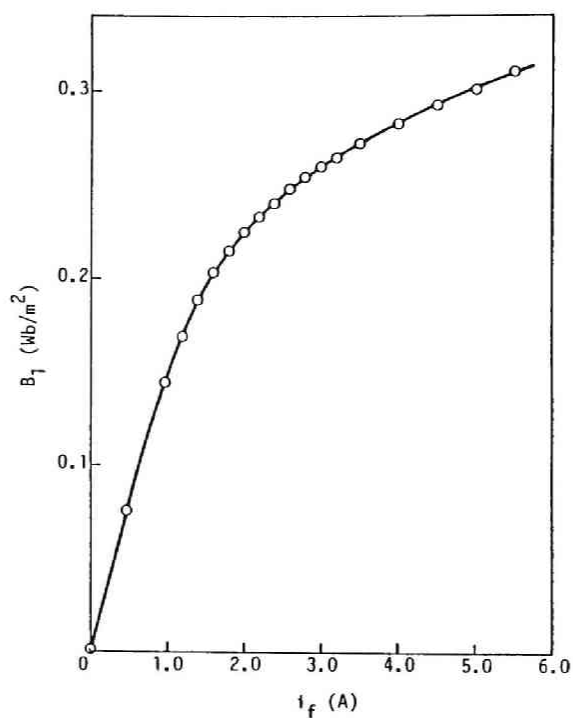


図 8. 3 無負荷飽和曲線

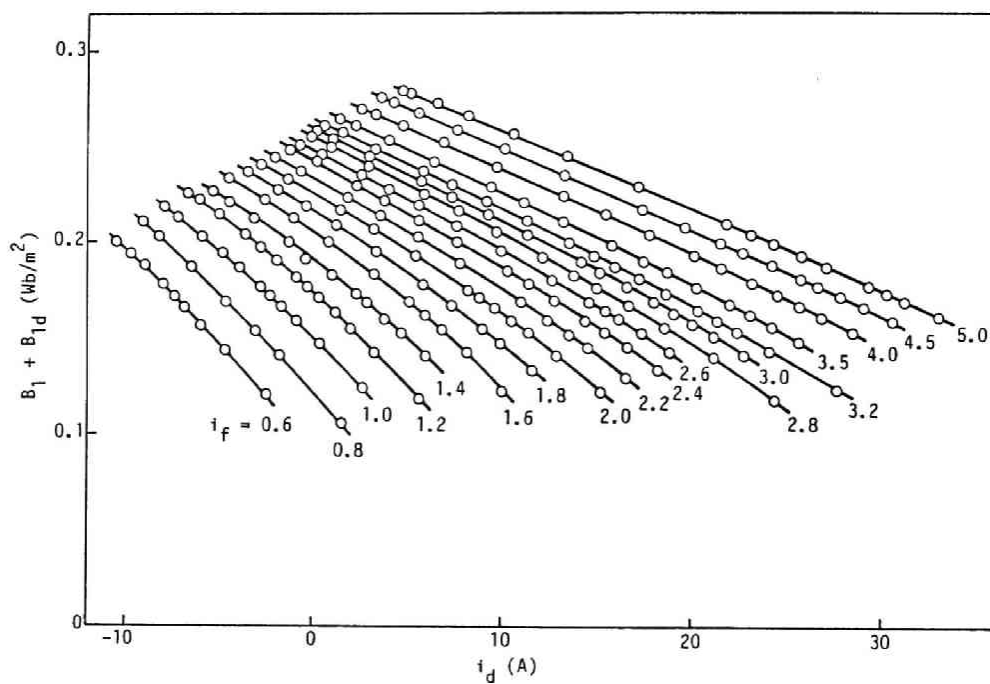


図 8. 4 一機無限大負荷試験時における d 軸電流に対する
空隙磁束密度の d 軸成分の変化

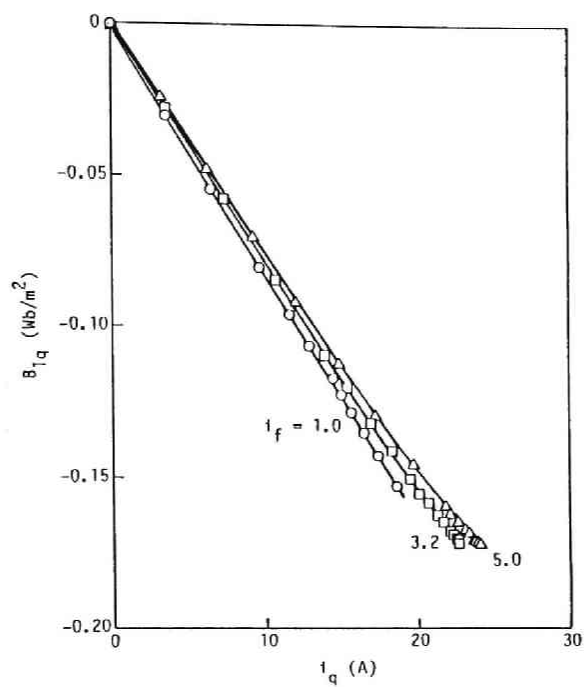


図 8. 5 一機無限大負荷試験時における q 軸電流に対する
空隙磁束密度の q 軸成分の変化

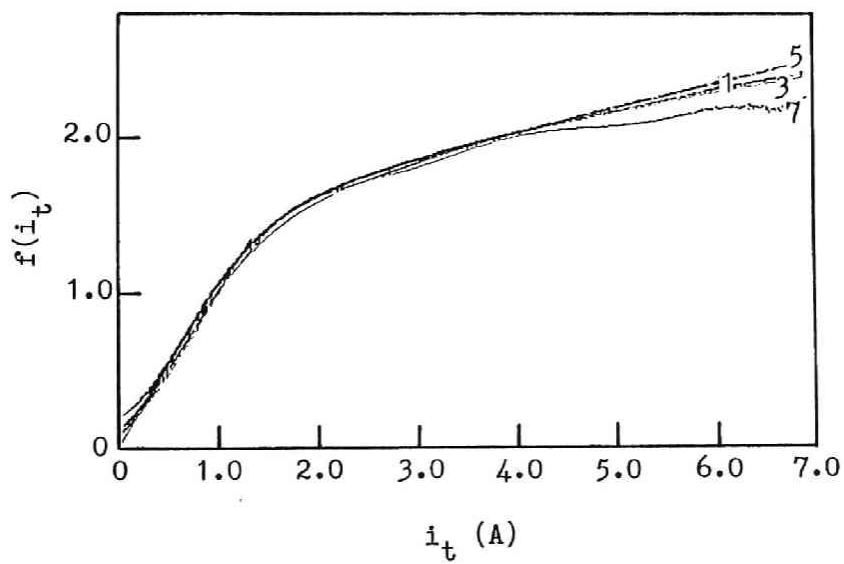


図 8. 6 各調波成分に対する飽和特性

起磁力の磁束への効果が小さい。また、界磁電流を一定値に設定したとき、減磁領域では電機子電流が大きいほど曲線の傾斜が急になっており、飽和が弱くなっていることがわかる。逆に増磁領域では電機子電流が大きいほど曲線の傾きが緩やかになっており、飽和が強くなっていることがわかる。

q 軸成分に関する結果は、磁束の生成において本来独立であるはずの i_f の増加により、q 軸成分がわずかながら影響を受けていることが確認できる。また、q 軸電流が 20 (A) を越えた点で傾きが小さくなっている。これは q 軸成分に磁束飽和がわずかに存在していることを示している。しかしながら、これらはいずれも無視できる程度である。

8. 5 供試発電機の飽和特性に関する検討

本節では、前節に得られた実験結果に基づいて、供試発電機の飽和特性について実験的に検討する。まず最初は無負荷特性から、界磁起磁力による磁束密度高調波成分の飽和特性について検討し、次に一機無限大系統における負荷試験の結果に基づき電機子反作用起磁力による磁束密度に関する飽和特性について検討する。

8. 5. 1 界磁起磁力による空隙磁束高調波の飽和特性

前節に得た無負荷飽和特性により、各調波の比率を求めると界磁電流によらず

$$\begin{aligned} |B_1| : |B_3| : |B_5| : |B_7| \\ 1 : 0.1799 : 0.0209 : 0.0076 \end{aligned} \quad (8-4)$$

でほぼ一定となっている。これは、各調波成分の飽和特性曲線が相似になっていることを示している。一方、各調波成分の飽和特性を、各ギャップラインに対して正規化して表現すると図 8. 6 のように表わすことができる。ここで i_t は第 7 章で導入した仮想界磁電流を意味する。この結果、各飽和特性はよく一致している。従って、界磁極イスマス部の飽和特性は調波の次数によらず一つの関数で表現できると考えられる。これは、空隙磁束の飽和は界磁極イスマス部を通過する

磁束の総量で決まり、空間への分布は界磁極の突極の形状に依存していることを示していると考えられる。但し、これは無負荷時における検討であり、負荷時に関しては後の節で検討する。

8. 5. 2 d 軸負荷飽和特性と零力率飽和特性

図 8. 4 に得た空隙磁束の d 軸成分と電機子電流の d 軸成分の関係より、任意の負荷電流時での零力率負荷飽和特性を得ることができる。本来零力率負荷飽和特性は、界磁起磁力と電機子反作用起磁力が d 軸上で反対あるいは同一方向を向いた場合の、界磁電流に関する端子電圧の変化として与えられる。ここでは、界磁電流に対する内部誘導起電力を生成する空隙磁束密度の変化としての零力率負荷飽和特性が得られる。

まず、 $i_d = 14.1(\text{A})$ (実効値 $10(\text{A})$) の場合を考える。図 8. 4 において $i_d = 14.1(\text{A})$ の点で縦軸に平行な直線を引く。この直線と各測定曲線の交点をパラメータである各界磁電流値に対して描いたものが図 8. 7 の曲線 2 である。同図中に描いた無負荷飽和曲線 (曲線 1) を、横軸負方向と縦軸正方向それぞれに適当な大きさずつ平衡移動すると、曲線 2 に完全に重ねることができる。これは、まさしく従来の零力率試験で得られる特性曲線に対応し、電機子反作用により空隙の磁束が減磁している。次に $i_d = -4.0(\text{A})$ (実効値 $2.8(\text{A})$) の場合に同様に作図したのが図 8. 7 の曲線 3 である。これも、電機子反作用が増磁効果を与えており、これも従来の零力率試験時の結果 (付録 8. 1 参照) によく対応している。以上から、一機無限大負荷試験時において、q 軸電流が流れていても d 軸電流に対する負荷飽和特性は、零力率負荷時の q 軸電流がない場合とほぼ同じになることがわかる。これより、d 軸成分に対する飽和特性に q 軸電流の影響がほとんどないと考えられる。

8. 5. 3 界磁起磁力と電機子反作用起磁力

負荷時には、界磁起磁力と電機子反作用起磁力の双方により空隙磁束密度成分が生成される。この両方の起磁力の磁束に対する寄与の関係を図 8. 8 に示す。これは、磁束密度をパラメータとして同一の空隙磁束の d 軸成分を生成する界磁電流と d 軸電流の関係を描いたものである。d 軸電流が正の値のときには減磁作用を与えるので、共に増加する傾向を示す。この図では、パラメータである空隙磁束密度の空間・時間基本波 d 軸成分の値が大きくなるにつれて、曲線の傾きが

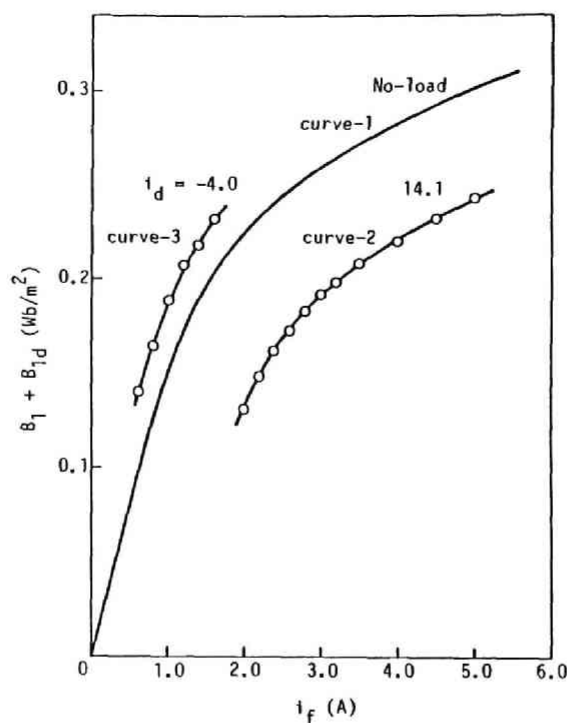


図 8. 7 零力率飽和特性の導出

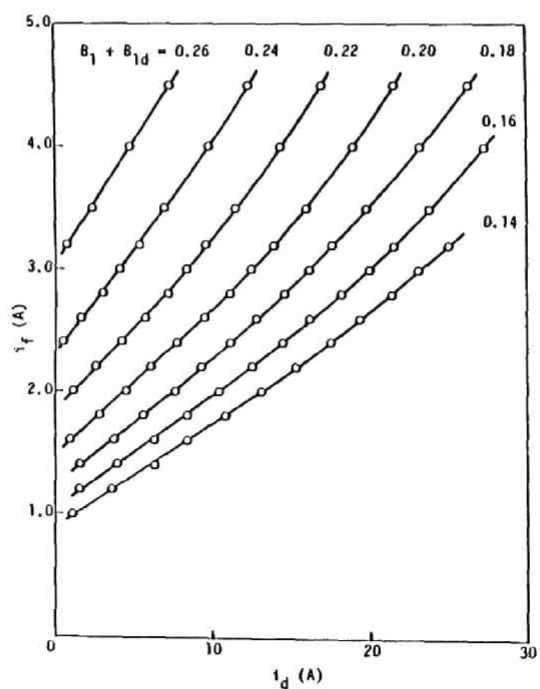


図 8. 8 界磁起磁力と電機子反作用起磁力の関係

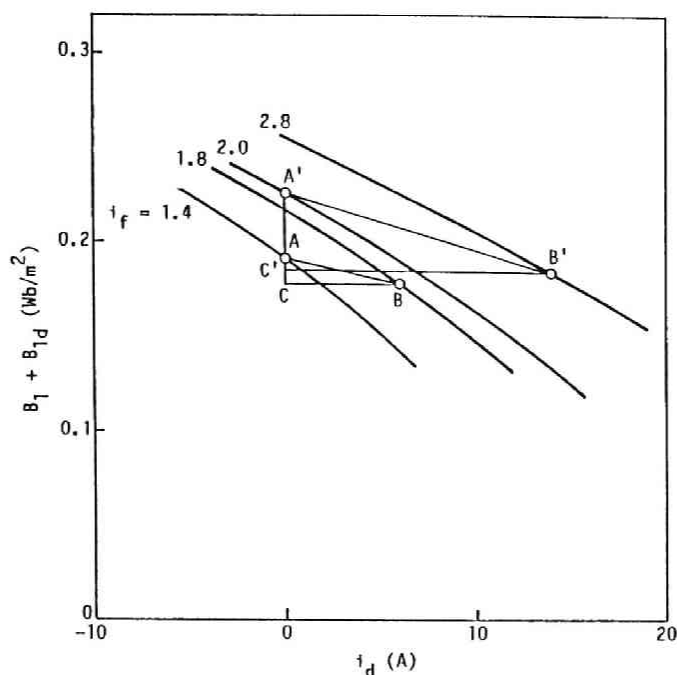


図 8. 9 空隙磁束密度の d 軸成分を生成する界磁電流と d 軸電流の関係

大きくなっている。もし、負荷時の d 軸電流に対する空隙磁束の飽和特性が界磁電流に対する特性と一致するならば、磁束が同じ値の場合には飽和の程度が同一で図 8. 8 の i_d と i_f は一次関係を有すると予想される。しかしながら、ここに得られた結果は、両起磁力の関係が単純な比例関係にないことを示している。

以上の検討をさらに定量化する。d 軸電流と空隙磁束密度の d 軸成分の関係を表す図 8. 4 の一部を取り出して図 8. 9 に示す。これらの界磁電流をある一定値に設定して測定した特性曲線上の任意の点 A に対して、等しい接線の傾きを持つ点 B を他の界磁電流の曲線上に求めることができる。界磁電流の異なる他の曲線上の任意の点 A' についても同様に等しい接線の傾きを持つ点 B' を求めることができる。このとき、これらの点どうしを結んだ直線 AB, A'B' を斜辺とする直角三角形 $\triangle ABC$, $\triangle A'B'C'$ を描くとき、

$$\triangle ABC \sim \triangle A'B'C' \quad (8-5)$$

が常に成立する。このとき、 $\triangle ABC$ のACの長さである B_1+B_{1d} とBCの長さである i_d の比は

$$B_1 + B_{1d} : i_d = 1 \text{ (Wb/m}^2\text{)} : 429 \text{ (A)} \quad (8-6)$$

で一定となる。また、このとき点A、Bの存在する曲線のパラメータ i_f の変化と三角形の辺BCが比例し、

$$i_d \cong 15 i_f \quad (8-7)$$

の関係が常に成立する。従って、図8. 9より $\triangle ABC$ に相当する磁束変化とd軸電流を考慮すれば、 i_f と i_d によって決まる飽和の程度が等しくなることがわかる。ここで測定曲線に対して行った検討は従来零力率試験の結果に対して行われていた方法をd軸電流に対して拡張適用したものある。この点を考慮すると、

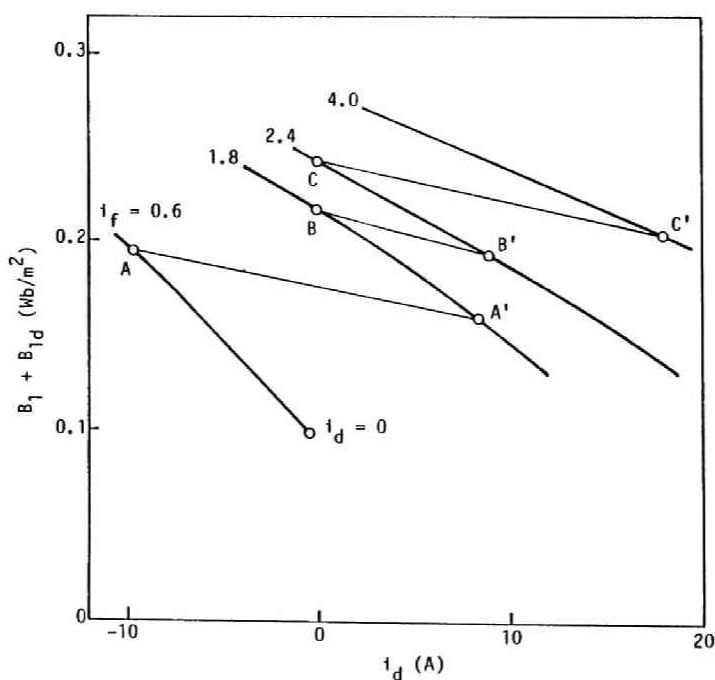


図8. 10 空隙磁束のd軸電流に対する変化の曲線の接続

$\triangle ABC$ はボーシェの三角形をd軸電流に関して描いたものに対応していると考えられる。

8. 5. 4 負荷飽和曲線

(8-5)式, (8-7)式の関係から, 図8. 4のd軸電流に対する空隙磁束密度の測定曲線を接続することができる。図8. 10のように, (8-7)式で決まる等しい接線の傾きである任意の点AとA', 同様にBとB', CとC'を順につないで行くことにより, i_d の変化に対する空隙磁束密度のd軸成分の変化の曲線を得ることができる。 $i_d = 0$ に対応する点は $i_f = 0.6$ の測定曲線の延長線上で $B_1 + B_{1d}$ が同じ界磁電流値における無負荷飽和曲線上の値一致した点とする。この点は本来 $i_d = 0$ 上にくると考えられるが, わずかにずれている。これは磁束飽和特性のヒステリシスが現れているものと考えられる。

上述のようにして得た空隙磁束密度のd軸成分と i_d の関係は, i_d による起磁力が減磁作用を与えている場合のものであるので, i_d の変化の負号を逆にしてd軸電流によって生成される磁束密度成分の変化として表したものが図8. 11の曲線 S_1 となる。同図中に示した無負荷飽和曲線を, そのギャップラインが S_1 のギャップラインと一致するように横軸方向に引き延ばすと, 無負荷飽和曲線は S_2 となる。この引き延ばし率は(8-7)式で与えられる値と一致する。この2つの曲線を比較すると, 磁束飽和が発生した後の特性は全く一致していない。

曲線 S_1 は図8. 4の特性を i_d に関して接続しただけのものであり, 図8. 9で明らかになったd軸電流の増加に伴う $\triangle ABC$ に対応した磁束の減少の影響は考慮していない。そこで, S_1 がこの磁束の減少の結果得られたものと仮定して S_2 上の適当な点(○)に $\triangle ABC$ のACに対応する磁束を加えると□の点を得る。これらの点は曲線 S_1 の変化とよく対応している。

次に, 図8. 12に逆に曲線 S_1 をそのギャップラインが無負荷飽和特性のギャップラインに一致するように横軸方向に圧縮した結果を示す。その結果, 曲線 S_1 は曲線 S_3 となる。 S_3 と無負荷飽和曲線はかなりずれていることがわかる。そこで, このずれが始まっている磁束密度が $0.2 \text{ (Wb/m}^2\text{)}$ より大きいところで, S_1 上の適当な点□に図8. 9の $\triangle ABC$ の磁束減少の影響を考慮した点○を, S_3 同様に横軸方向に圧縮すると点●が得られる。これらは無負荷飽和特性曲線によく一致している。図のサイズの都合で飽和の大きいところに関して試みた点が

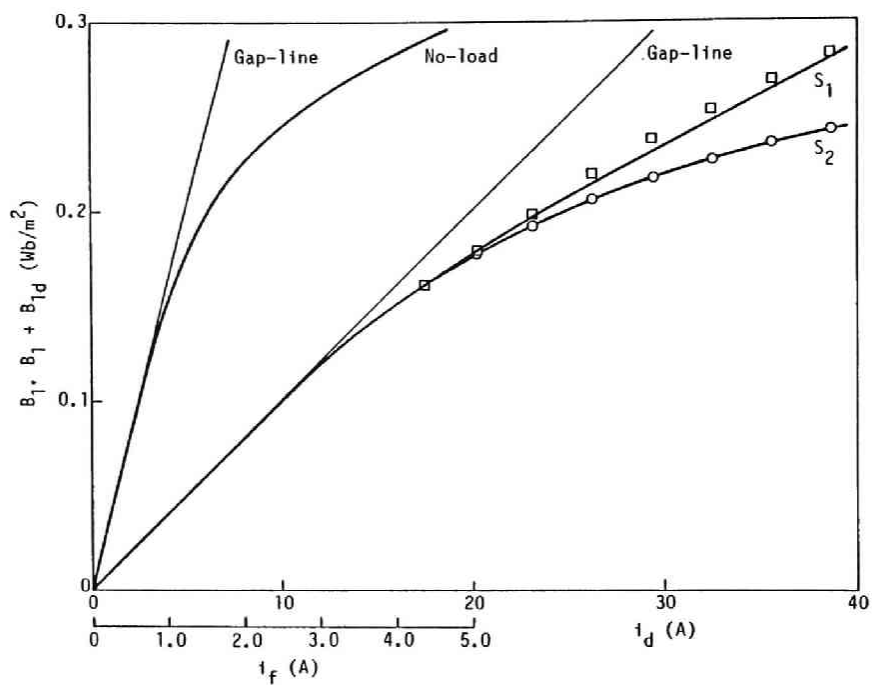


図 8. 1 1 d 軸負荷飽和特性と無負荷飽和特性の関係 (1)

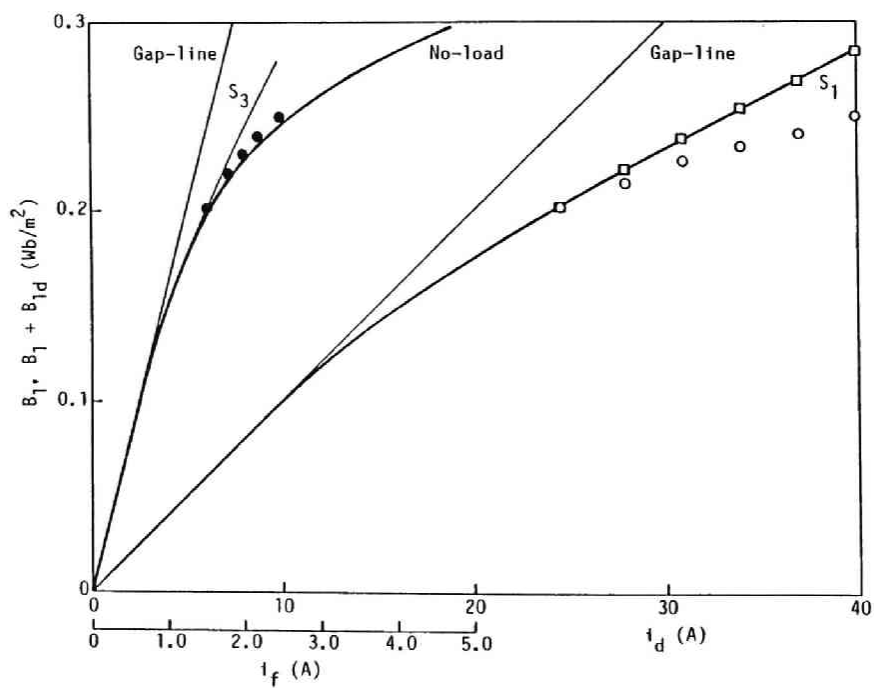


図 8. 1 2 d 軸負荷飽和特性と無負荷飽和特性の関係 (2)

示されていないが、それらの場合にもよく一致していることを付記しておく。

以上の検討により、 d 軸の負荷飽和特性曲線は無負荷飽和特性曲線を(8-7)式により界磁電流を d 軸電流の表現に置き換え、 $\triangle ABC$ の AC の長さに対応する磁束分を考慮して補正すると一致することが明かとなった。

8. 5. 5 q 軸負荷飽和特性

図 8. 5 に示した q 軸電流に対する空隙磁束の q 軸成分の変化より、一応 q 軸方向の磁束飽和は無視できると程度であると考えられる。しかしながら、その飽和特性を一応検討すると、 q 軸電流の変化に対して曲線がギャップラインから離れる値を読みとると、磁束の飽和は磁束密度の q 軸成分が約 $0.12(\text{Wb}/\text{m}^2)$ で始まる。これは無負荷飽和特性の場合とほぼ一致する。供試発電機の場合には、回転子と固定子の鉄心の材質は異なっている(第 2 章参照)が、各鉄心材質自体の飽和磁束密度は高く、形状による磁束の集中の影響を受けていると考えられるので、その飽和部位については明かではない。一方、界磁電流の違いにより、図 8. 5 の特性曲線の傾きがわずかに異なっているが、その理由は明かではない。これについては今後の検討を要する。

8. 5. 6 負荷時の空隙磁束の高調波飽和特性

前節までの議論で供試発電機は d 軸方向にのみ飽和を有し、無負荷時には空隙磁束の各成分について同一の飽和特性があることを示した。さらに、負荷時の飽和特性を空隙磁束の基本波で検討した結果、ポーシェの三角形を考慮すれば無負荷飽和特性と一致することを明らかにした。残された問題として、負荷時の空隙磁束の高調波成分の飽和特性について示す。

負荷時においても、空隙磁束の高調波成分は d 軸方向にのみ存在すると考えられるので以下各調波の d 軸成分についてのみ検討する。図 8. 13 に $B_n + B_{nd}$ ($n = 3, 5, 7$) の d 軸電流 i_d に対する変化を界磁電流 i_f をパラメータとして示した。図 8. 4 に示したものと同一数の測定点があるが、図の煩雑さを避けるために一部のみを示している。これらについて、その変化の傾向から基本波成分と同様の議論ができるものと考えられる。しかしながら、これらの成分の測定値の誤差が大きく、その特性より一応飽和特性があることが確認できるが、前節までに示した作図的方法で検討することは難しい。従って、ここではその特性を示すにとどめる。

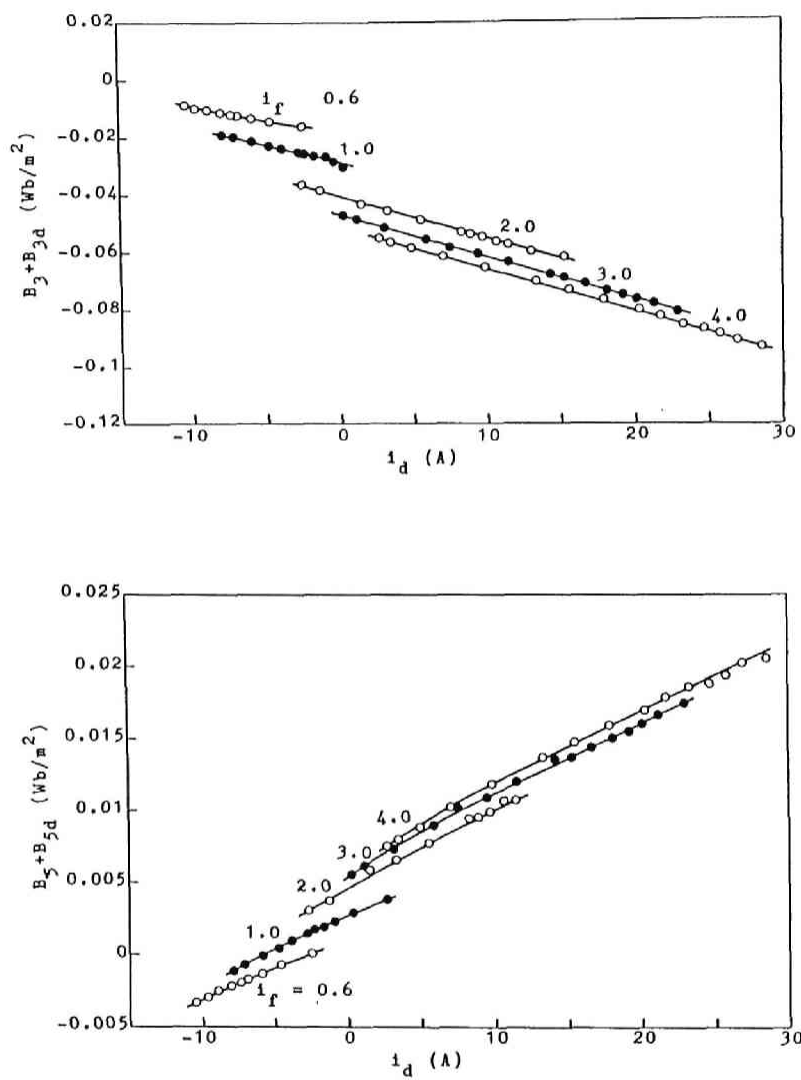


図8. 1 3 空隙磁束密度の高調波成分のd軸電流に対する変化

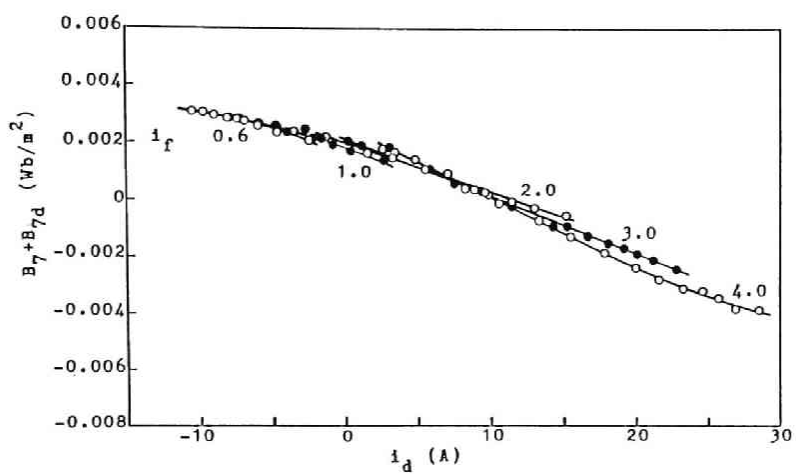


図 8 . 1 3 空隙磁束密度の高調波成分の d 軸電流に対する変化 (続き)

8. 6 まとめ

本章では、供試発電機の飽和特性を空隙磁束密度の測定に基づいて検討した。以下に得られた結果を要約する。

- (1) 供試発電機はd軸方向にのみ飽和を有しているとみなすことができる。
- (2) 供試発電機の無負荷時における飽和特性は、空間・時間調波成分各成分ともにギャップラインについて正規化すると一致する。
- (3) 供試発電機の負荷時のd軸電流による磁束飽和特性は、空隙磁束の基本波については、無負荷飽和特性を界磁電流による起磁力とd軸電流による起磁力の効果の比で電流表現を書き換え、さらにこの特性に一定の割合の磁束分を補正したものとなっている。この補正の割合と従来のポーシェの三角形とは密接な関係があると考えられる。
- (4) 供試発電機の負荷時における、空隙磁束の高調波成分の飽和特性については、今後の十分な検討を要する。

以上の結果に基づいて、次章で供試発電機の磁束密度分布のモデルを考える。

第9章 飽和を考慮した空隙磁束のモデル

9. 1 まえがき

従来より、同期発電機内部の磁束飽和の表現は、Park の方程式に飽和係数を用いる方法が一般的である^(8,18)。この表現は適用が簡便であるが、同期発電機内の飽和の物理的実態を充分正確に表現しているものとは言い難い。本論文で主張してきたように、同期発電機内の飽和の実態を把握するためには、空隙磁束などの発電機内の磁束の流れを正確に知る必要がある。これまでに著者は、供試発電機内の空隙磁束密度分布を測定し、これに基づき同期発電機内部の磁束飽和を、亜線形空間上で表現したモデルを構成した⁽¹²¹⁾。しかし、このモデルは一般的な発電機を対象とし、特に電機子側に一様な飽和がある場合のモデルとして適しており、供試発電機の動作特性全体を把握するには不適當であることがわかっている。そこで、本章では供試発電機の内部磁束を磁気回路に基づき表現することのできる飽和モデルを構成し、モデルによる動作特性と実験結果とを比較検討する。

9. 2 磁気回路に基づく磁束密度分布の飽和モデル

本節では前章で得た供試発電機の磁束飽和が、回転子の峽部（イスマス部）のみに生じるという実験結果に基づいて磁気回路のモデルを検討し、空隙磁束密度分布の表現式を構成する。

9. 2. 1 飽和モデルを表す磁気回路

ここで、供試発電機の空隙磁束密度を、高調波を含めて磁気回路を用いてモデル化することを試みる。まず図9. 1に供試発電機の磁気回路モデルを示す。図中 $P(\eta)$ は界磁極片部の形状から定まるパーミアンス、 B_i 、 H_i はそれぞれ界磁鉄心可飽和部（イスマス部）の磁束密度、磁界の強さを表す。

前章に得た実験結果から供試発電機では、次の点が明かとなった。すなわち、磁気飽和が界磁極深部で生じるため、空隙磁束の総量である界磁磁束は飽和する。

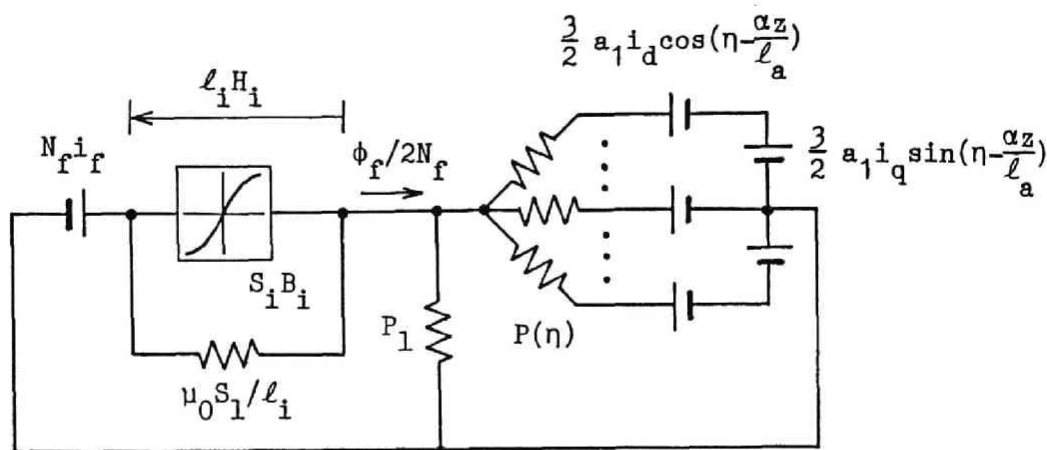


図 9. 1 供試発電機の磁気回路

しかし、空隙磁束の分布形状は界磁極片部の形状から定まり、飽和の直接的な影響を受けない。そこで、実験結果に基づいて次の仮定を置く。

- (1) 磁気飽和は、イスマス部のみに生じ、電機子歯頭部などには生じない。
- (2) イスマス部の磁束密度、磁位差は、界磁鎖交磁束のみに依存する。
- (3) 界磁鎖交磁束は、空隙磁束密度を $-\pi/2 < \eta < \pi/2$ の範囲で積分したものに、界磁漏れ磁束を加えたものである。
- (4) 横軸電流（q 軸電流）の増加にともなって生じる飽和はない。この結果、直軸成分と横軸成分を独立に考えて、重ね合わせることで、磁束密度分布が求まる。
- (5) パーミアンス分布は、界磁起磁力、電機子反作用起磁力の両者に対して同一とし、発電機の運転条件によって変わらない。

以上の仮定に基づいて磁束飽和のモデルを導く。

9. 2. 2 電機子起磁力分布の定式化

第2章で述べた場合と同様，三相平衡負荷状態において電機子電流は基本波成分のみ考えることができ，次式で表わす。

$$\begin{aligned} i_a(t) &= -\sqrt{2} I_a \sin(\omega t + \gamma) \\ i_b(t) &= -\sqrt{2} I_a \sin(\omega t + \gamma - \frac{2\pi}{3}) \\ i_c(t) &= -\sqrt{2} I_a \sin(\omega t + \gamma - \frac{4\pi}{3}) \end{aligned} \quad (9-1)$$

これをd q変換すると， i_d ， i_q は次式で定義される。

$$\begin{aligned} i_d &= -\sqrt{2} I_a \sin \gamma \\ i_q &= \sqrt{2} I_a \cos \gamma \end{aligned} \quad (9-2)$$

従って，(9-1)式で表わされる3相交流が，電機子巻線に流れたとき生じる空隙に沿う電機子巻線起磁力分布 $\text{mmf}_2(\xi, t)$ は，電機子巻線の巻線構造により次式となる。

$$\begin{aligned} \text{mmf}_2(\xi, t) &= -\frac{3}{2} \sqrt{2} I_a \{ a_1 \sin(\xi - \omega t - \gamma) \\ &\quad - a_5 \sin(5\xi + \omega t + \gamma) \\ &\quad + a_7 \sin(7\xi - \omega t - \gamma) + \dots \} \end{aligned} \quad (9-3)$$

ここで，

$$a_m = \frac{4M_a}{m\pi} \left(\sin \frac{m\pi}{3} + 2 \sin \frac{4m\pi}{9} \right)$$

$$M_a = 8 : \text{導体数}$$

本章では，この表現にさらに斜めスロットの影響を考慮する。今，電機子の軸方

向の座標を z と置く。(9-3)式の内、回転子の回転に同期した成分のみを取り出し、電機子起磁力分布 mmf_2 を i_d , i_q , η , z で表わすと次式となる。

$$\text{mmf}_2(\eta, z) = -\frac{3}{2} a_1 \left\{ i_d \cos\left(\eta - \frac{\alpha z}{l_a}\right) + i_q \sin\left(\eta - \frac{\alpha z}{l_a}\right) \right\} \quad (9-4)$$

9. 2. 3 磁気回路方程式

図9. 1 に示した磁気回路モデルに関して、前節の起磁力分布を考慮して回路方程式を記述すると、起磁力と磁位差の関係は次式となる。

$$B(\eta, z) = P(\eta) \left\{ (N_f i_f - l_i H_i) F_f(\eta) - \frac{3}{2} a_1 \left[i_d \cos\left(\eta - \frac{\alpha z}{l_a}\right) + i_q \sin\left(\eta - \frac{\alpha z}{l_a}\right) \right] \right\} \quad (9-5)$$

次に鎖交磁束は次式で表される。

$$\frac{\phi_f}{2N_f} = \int_{-l'/2}^{l'/2} dz \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B(\eta, z) r d\eta + P_1(N_f i_f - l_i H_i) \quad (9-6)$$

$$\frac{\phi_f}{2N_f} = B_i S_i + \mu_B H_i S_i \quad (9-7)$$

但し、 $B(\eta, z)$: 空隙磁束密度, $P(\eta)$: 空隙部のパーミアンス,
 N_f : 界磁巻線のターン数 (= 500(回/極))
 H_i : イスムス部の磁界 l_i : イスムス部の長さ (= 10(mm))
 $F_f(\eta)$: 界磁起磁力の分布 a_1 : 電機子巻線係数
 S_i : イスムス部断面積
 S_1 : イスムス周辺への漏れ磁束の等価断面積
 P_1 : 漏れ磁束に関するパーミアンス

l_a : 電機子軸長 (= 130(mm))

l' : 磁束の軸方向への広がり幅 (約 99(mm))

α : スロットピッチ角 (= $\pi/9$ (rad) : 電気角)

r : 電機子半径 (= 137.5(mm))

(9-6)式において第1項は空隙部の磁束の総量, 第2項は界磁漏れ磁束を表す。

(9-7)式の第1項はイスマス部を通過する磁束, 第2項はイスマス部の周辺の漏れ磁束を表す。これらの成分の概念図を図9. 2に表す。

9. 2. 4 パーミアンス分布・界磁起磁力の定式化

前節で導入した供試発電機の空隙におけるパーミアンス分布 $P(\eta)$ を, 次式で定義する。

$$P(\eta) = \mu_0 / \{ K_c \delta(\eta) + l_c(\eta) / \mu_r \cdot S_c / S_a \} \quad (9-8)$$

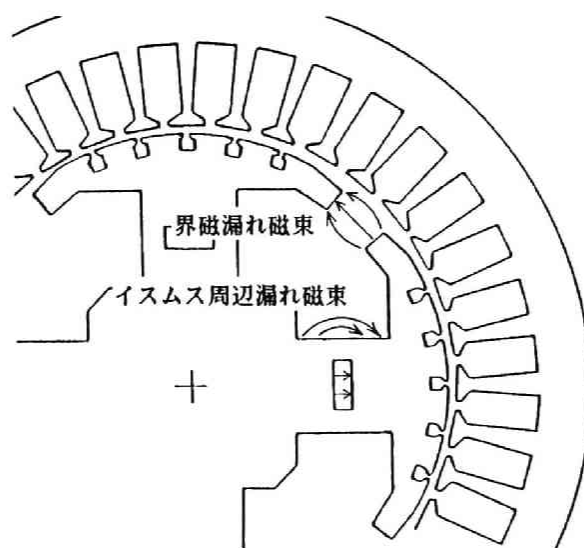


図9. 2 発電機構造と漏れ磁束

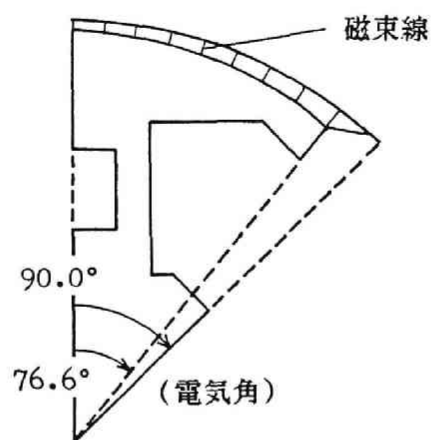


図 9. 3 空隙における磁路の近似

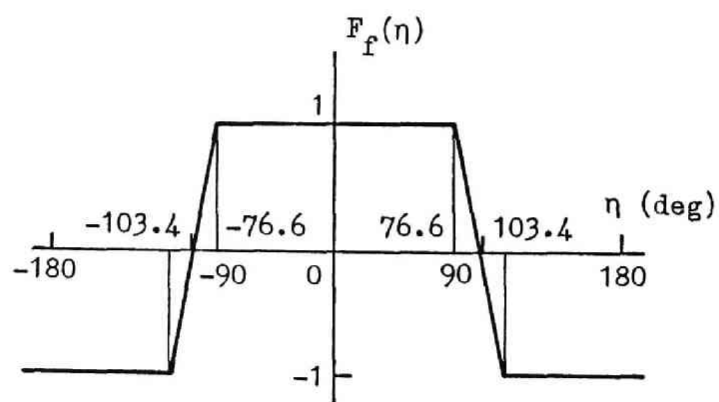


図 9. 4 界磁起磁力の分布波形

但し、 $\delta(\eta)$ ：空隙ギャップ長

$l_c(\eta)$ ：鉄心中の磁路長

S_c ：鉄心部の断面積

S_g ：空隙部の断面積

μ_r ：鉄心の比透磁率 (= 7000)

K_c ：カータ係数 (= 1.08 (有限要素法計算による))

供試発電機において $\delta(\eta)$ 3～5(mm), $l_c(\eta)$ = 300(mm) 程度であり、パーミアンスはほとんど空隙部ギャップ長から定まる。

$\delta(\eta)$ は、空隙部における磁路の磁束線を直線で近似することによって与える。そして、この経路上の各区分ごとで磁束密度を一定として、アンペールの法則を適用する。図9. 3に近似的に与えた磁路を示す。同図に示すように界磁極の広がり $-76.6^\circ < \eta < 76.6^\circ$ (電気角) では磁束は回転子・固定子間で最短距離を取ると考え、磁路は電機子表面と垂直であるとした。一方 $|\eta| > 76.6^\circ$ では、 $\delta(\eta)$ は界磁極端部と電機子部の最短距離とした。現実には、この領域の磁束線の流れは複雑で、磁気回路を用いた表現は難しい。この補正のため、界磁起磁力分布 $F_f(\eta)$ を図9. 4に示すように台形状とし、磁束密度の算定値が実験値と合うようにした。実験結果において、 $|\eta| > 76.6^\circ$ を通過する磁束は少ないので、この部分における誤差が磁束分布全体に大きな影響を与えることはないと考えられる。

9. 2. 5 界磁巻線鎖交磁束とイスマス部の飽和特性

本節では供試発電機において飽和特性を支配しているイスマス部の飽和特性について検討する。仮定によりイスマス部の磁界 H_i は、界磁鎖交磁束 ϕ_f の関数である。界磁鎖交磁束 ϕ_f は(9-6)式に(9-5)式を代入して次のように表わされる。

$$\phi_f = L_f(i_f - l_i H_i / N_f) - \frac{3}{2} L_{fd} i_d \quad (9-9)$$

但し、 L_f , L_{fd} は不飽和時の界磁自己インダクタンス、相互インダクタンスでそれぞれ次式で与えられる。

$$L_r = 2N_r^2 \int_{-\frac{l'}{2}}^{\frac{l'}{2}} \frac{dz}{d} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} F_r(\eta) P(\eta) r d\eta + P_1 \cdot 2N_r^2$$

6.50 (H) (9-10)

$$L_{rd} = 2N_r \int_{-\frac{l'}{2}}^{\frac{l'}{2}} \frac{dz}{d} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} a_1 \cos\left(\eta - \frac{\alpha z}{l_s}\right) \cdot P(\eta) r d\eta$$

= 0.253 (H) (9-11)

ここで、 l' は磁束の軸方向の有効軸長を表わす。有限要素法による磁束分布解析の結果、界磁鉄心の軸長 90(mm) に対して $l' = 99(\text{mm})$ となった。一方、(9-10) 式の第 2 項は界磁漏れ磁束を表わしているが、有限要素法を用いた計算では、 L_r の 8.3(%) を占めていることが明かとなった(図 9. 5)。また、(9-9) 式を (9-7) 式に代入すると次の関係を得る。

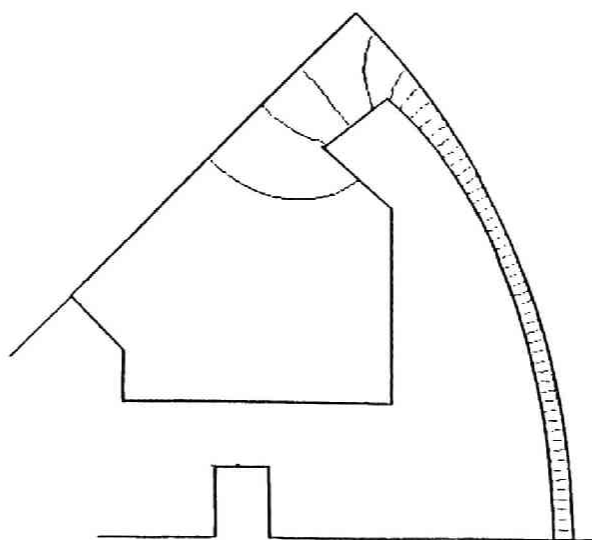


図 9. 5 有限要素法を用いた漏れ磁束の算出

$$2N_f(\mu_0 S_i + \frac{L_f \mu_i}{N_f}) H_i + B_i S_i = L_f i_f - \frac{3}{2} L_{fd} i_d - L_f i_t \quad (9-12)$$

ここで, $i_t = i_f - k i_d$

$$k = \frac{3 L_{fd}}{2 L_f} = 0.0582$$

上式において左辺は、イスマス部材の磁化特性上の動作点 B_i , H_i により定まる。これより、イスマス部の飽和は i_f と i_d の線形結合である i_t により定まることが分かる。これは、第8章に得た結果と矛盾しない。

次に、飽和関数 $f(i_t)$ を次式で定義する。

$$f(i_t) = i_t - \mu_i H_i / N_f \quad (9-13)$$

これを(9-5)式に代入すると

$$B(\eta, z) = P(\eta) F_f(\eta) \{ f(i_f - k i_d) + k i_d \} - \frac{3}{2} P(\eta) a_1 \left[i_d \cos\left(\eta - \frac{\alpha z}{\mu_a}\right) + i_q \sin\left(\eta - \frac{\alpha z}{\mu_a}\right) \right] \quad (9-14)$$

となる。これが、空隙磁束密度に関する飽和モデルとなる。

9. 2. 6 飽和関数の決定

イスマス部の飽和特性は B_i と H_i の関数で表わされる。イスマス部の材質は軟鉄で、その磁化曲線は図9. 6 に示す通りである。この関係と(9-12), (9-13)式より $f(i_t)$ が決定できる。前章の無負荷試験の結果より、空隙磁束の各調波成分毎の飽和特性はギャップラインで正規化すると一致するので、負荷時にも飽和特性を一つの関数で与えることができると仮定する。

一方、イスマス部の断面積 S_i は、供試発電機の幾何学的寸法より決まる。また、

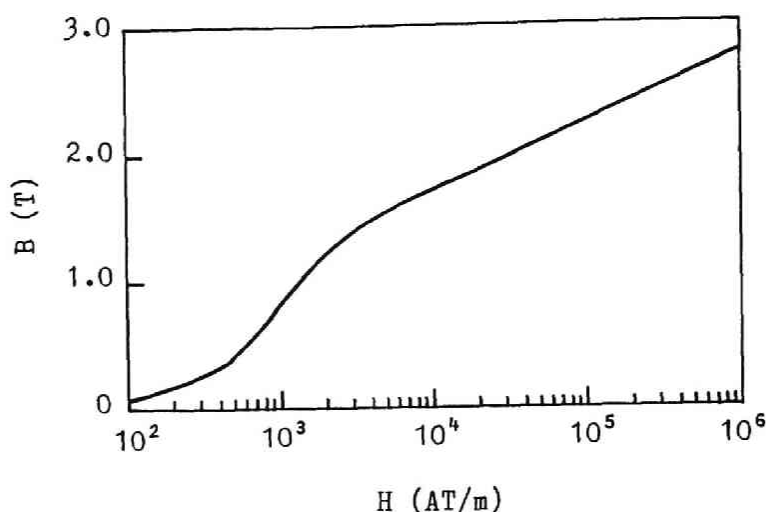


図 9. 6 イスミス部材の磁化曲線

イスミス周辺への漏れ磁束の等価断面積 S_1 は、有限要素法で求めたイスミス周辺への磁束分布より決定すると次のようになる。

$$S_1 = 2 \times 12 \text{ mm} \times 90 \text{ mm} = 2.16 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$S_1 = 71 \text{ mm} \times 107 \text{ mm} - S_1 = 5.43 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

但し、2極機モデルではこの値は2倍に換算する。

9. 2. 7 さぐりコイルを用いた空隙磁束密度分布の導出

電機子歯頭部に巻かれたさぐりコイルで観測される磁束密度は、電機子の斜めスロットの影響や、界磁極と電機子の軸長差の影響を受けて実際の空隙磁束密度と多少異なる。前章までの議論では、さぐりコイルを用いて測定される磁束密度が、空隙磁束の軸方向の平均値であるとみなし、これを用いて供試発電機の特性を検討してきた。本節では、このようにさぐりコイルを用いて測定される磁束密度をモデル化するため、上述の影響を考慮して磁気回路モデルから求まる磁束密度を補正する。

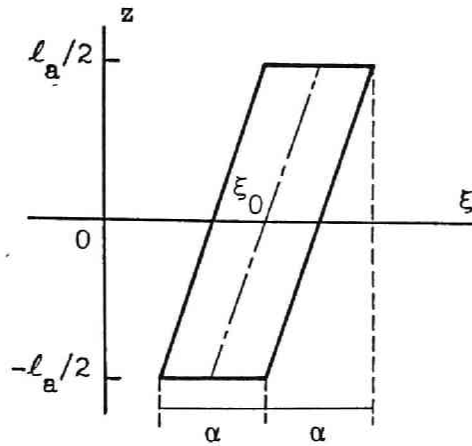


図9. 7 斜めスロットの形状

供試発電機において、電機子巻線およびさぐりコイルは、図9. 7に示すような斜めスロットの電機子歯頭部に巻かれている。従って、さぐりコイルは図に示した平行四辺形の領域の磁束が全て通る。よって、空隙位置 ξ_0 に取り付けられたさぐりコイルで測定される磁束密度 B_{sc} は、空隙磁束密度を次式で平均した値となる。

$$B_{sc}(\eta_0) = \frac{2}{r \alpha \ell_a} \int_{\eta_0 - \alpha/2}^{\eta_0 + \alpha/2} d\eta \int_{-\ell'/2}^{\ell'/2} dz B\left(\eta + \frac{\alpha z}{\ell_a}, z\right) \quad (9-15)$$

ここで、 $\eta_0 = \xi_0 - \omega t$ を表し、 ℓ' は電機子軸長と界磁軸長の差を補正した有効軸長である。この積分を数值的に実行することにより、飽和モデルに基づく磁束密度のさぐりコイル算定値 $B_{sc}(\eta)$ が求まる。すなわち、

$$\begin{aligned} B_{sc}(\eta) &= f(i_t) \sum_{n=1,3,\dots} b_n \cos n\eta \\ &\quad - \sum_{n=1,3,\dots} \{b_{nd} i_d \cos n\eta + b_{nq} i_q \sin n\eta\} \end{aligned} \quad (9-16)$$

この式により、本章に示した磁気回路を用いた飽和モデルとさぐりコイルを用い

た磁束密度算定値が矛盾しないかを検討することができる。

9. 3 実験に基づく飽和モデルの検証

本章では、前節で導いた供試発電機のさぐりコイルより算定される磁束密度のモデルを、実験データを用いて検討する。これにより、前節で示した供試発電機の飽和モデルの妥当性を検討する。

9. 3. 1 実験の方法

供試発電機を総合負荷装置に接続して運転し、さぐりコイルを用いて磁束密度を測定する。負荷条件は次の3通りとした。

(1) 無負荷試験 (界磁電流 0 ~ 7(A))

(2) 零力率試験 (電機子電流 0.5, ..., 20(A), 力率 0.1, 遅相, 進相
界磁電流 0 ~ 7(A))

(3) 実負荷試験 (電機子電流 0.5, ..., 20(A), 力率 0.5, 0.9, 遅相, 進相
界磁電流 0 ~ 7(A))

これらの各場合について、端子電圧、端子電流、さぐりコイル誘起電圧を測定し、AD変換してデジタル計算機上でフーリエ解析した。その方法については第2章で述べた通りである。ただし、本実験では、前章の実験以後開発された測定システムを用い、データ処理をパーソナルコンピュータ上で行なっている。

9. 3. 2 空隙磁束の実験式

空隙磁束密度分布を表わす実験式が、(9-16)式および前章の結果を考慮して次式で表されると仮定する。

$$\begin{aligned} B(\eta) = & f(i_f - k i_d) \{ b_1 \cos \eta + b_3 \cos 3\eta \\ & + b_5 \cos 5\eta + b_7 \cos 7\eta \} \\ & - i_d \{ b_{1d} \cos \eta + b_{3d} \cos 3\eta + b_{5d} \cos 5\eta + b_{7d} \cos 7\eta \} \end{aligned}$$

$$- i_q \{ b_{1q} \sin \eta + b_{3q} \sin 3\eta + b_{5q} \sin 5\eta + b_{7q} \sin 7\eta \} \quad (9-17)$$

上式は、前章で得た空隙磁束の高調波も正規化すると飽和特性が一致すること、 q 軸電流による飽和が無視できること、および負荷飽和特性が(8-6)式、(8-7)式で表される無負荷飽和特性の補正を必要とするという結果を用いて、さらに高調波に関する性質を仮定したものである。次に順に各要素を実験的に決定する。

A. 飽和関数の決定

飽和関数 $f(i_t)$ を次の多項式で近似する。

$$f(i_t) = C_0 + C_1 i_t + \dots + C_n i_t^n \quad (9-18)$$

上述したようにこの飽和特性は空隙磁束の調波によらない。従って、この各係数は無負荷試験の測定値のうち、空隙磁束密度の基本波成分を用い、最小2乗法により決定することができる。その結果を表9. 1に示す。

表9. 1 実験結果より決定した
飽和関数の係数

j	C_j
0	0.073895
1	0.45188
2	1.47398
3	-1.56807
4	0.75175
5	-0.20591
6	0.03396
7	-3.3190×10^{-3}
8	1.7551×10^{-4}
9	-3.8203×10^{-6}

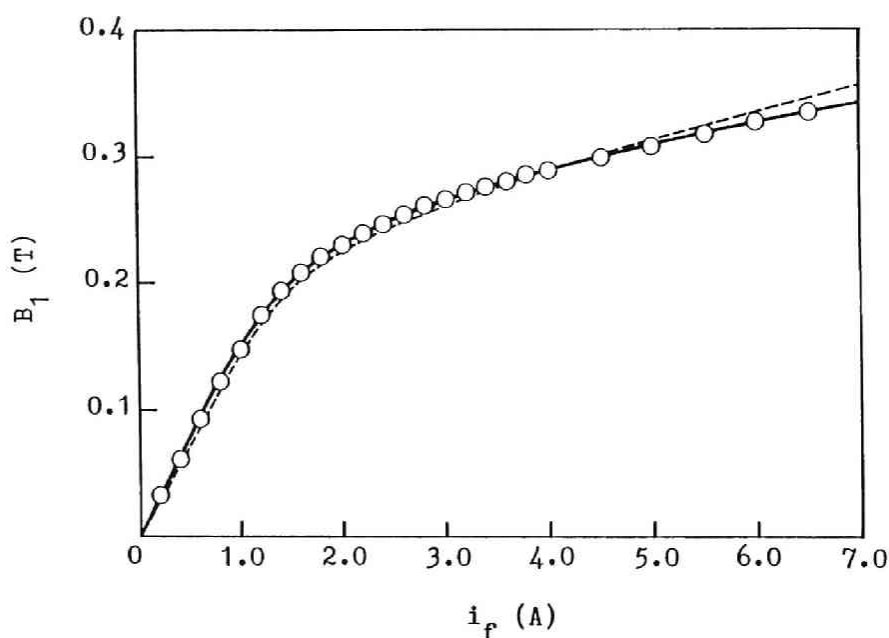


図 9. 8 飽和特性の実験値と理論値の比較

(実線：実験式，破線：理論式，○：実測値)

図 9. 8 に実験より決定した式(9-18)の飽和特性と，9. 2. 6 節でイスマス部の材質より決定した飽和特性の両者を用いて算出した磁束密度の基本波成分の値をそれぞれ，前者を実線，後者を破線で示し，さらに無負荷時の磁束密度基本波成分の実測値を○印で示す。両飽和特性とも実測値とよく一致している。以後の処理では飽和関数として，実験より定めた(9-18)式を用いる。

B. b_n の決定法

(9-17)式の b_n は，空隙磁束密度成分の内界磁起磁力によって生成される成分の不飽和値である。従って，これらは無負荷試験時の空隙磁束の各調波成分のギャップラインの傾きから決定できる。ここでは， b_n ($n = 1, 3, 5, 7$) の成分についてのみ求めた。この算定値を表 9. 2 に示す。同表中に，(9-14)式に基づく理論計算値も合わせて示す。

C. 電機子反作用直軸成分 b_{nd} と係数 k の決定法と実験式の妥当性

b_{nd} および k は，電機子反作用起磁力が d 軸成分だけとなる零力率試験の測定

表 9. 2 実験結果より決定した飽和モデルの係数

成分	理論値	実験値
b_1	0.1502	0.148
b_3	-0.0304	-0.026
b_5	0.0055	0.0031
b_7	0.0009	0.0011 [T/A]
k	0.0582	0.0571
b_{1d}	1.84×10^{-3}	3.17×10^{-3}
b_{3d}	2.23×10^{-3}	2.11×10^{-3}
b_{5d}	-0.71×10^{-3}	-0.67×10^{-3}
b_{7d}	0.17×10^{-3}	0.17×10^{-3} [T/A]
b_{1q}	7.73×10^{-3}	8.23×10^{-3}
b_{3q}	2.28×10^{-3}	2.48×10^{-3}
b_{5q}	-1.27×10^{-3}	-1.15×10^{-3}
b_{7q}	0.56×10^{-3}	0.45×10^{-3} [T/A]

値を用いて行なう。まず、測定値の基本波直軸成分を用いて k 、 b_{1d} を最小 2 乗法で決定する。次に得られた k と各調波測定値を用いて b_{nd} を決定する。この結果を表 9. 2 に示す。

上記のように、磁束密度の直軸成分を (9-17) 式の形の実験式で与えたが、この表現の妥当性について検討しておく必要がある。そこで、電機子反作用成分 B_{nd} を次式で定義する。

$$B_{nd} = \text{磁束密度の第 } n \text{ 調波成分の直軸成分測定値} \\ - b_n \cdot f(i_f - k i_d) \quad (9-19)$$

いくつかの界磁電流値に対して、直軸電流 i_d と B_{1d} の関係を見ると図 9. 9 のようになる。これより、

$$B_{1d} = i_d \cdot b_{1d} \quad (9-20)$$

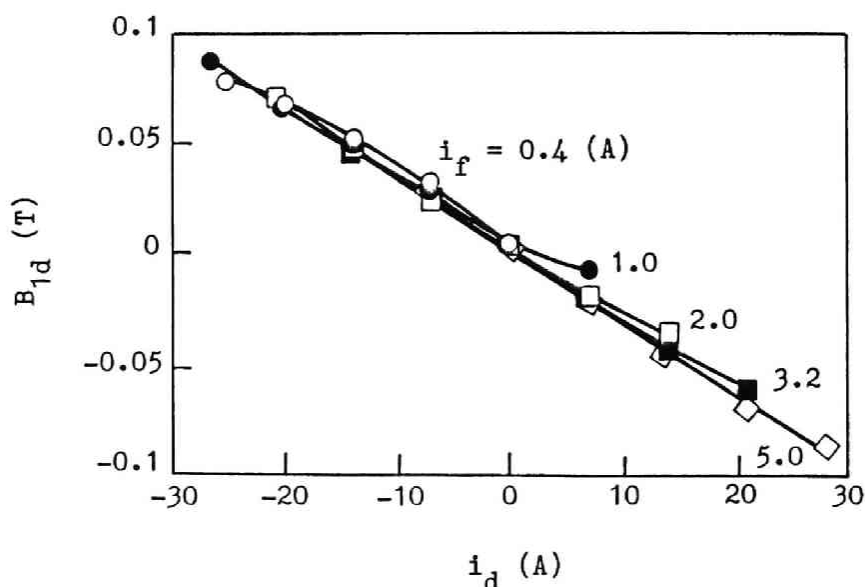


図 9. 9 直軸磁束密度と直軸電流との関係

の比例関係が成立している。 $n = 3, 5, 7$ の成分に対しても同様の結果が得られる。以上から、磁束密度の直軸成分は(9-17)式の形で表わせることが確認できた。

D. 電機子反作用横軸成分 b_{nq} の決定法

前章の結果からすでに磁束密度の横軸成分 B_{nq} が、横軸電流にはほぼ比例し、直軸電流 i_d 、界磁電流 i_f に依存しないことが分かっている。ここでは、その結果に基づき、係数 b_{nq} を最小 2 乗法によって決定する。その結果を同様に表 9. 2 に示す。

9. 3. 3 実験結果の検討

前節で磁気回路に基づいて構成した供試発電機の飽和モデルに基づき、実験結果より磁束密度の実験式を構成した。その結果は次のようにまとめられる。

(1) 実験式の形式で、測定した空隙磁束密度がよく記述できる。これは供試発電機内の磁束の飽和が、本章で磁気回路を用いて導いた機構にしたがって生じていると考えることが妥当であることを示している。

(2) 供試発電機の幾何学的形状より導いた理論値は、一部の係数を除き実験的に求めた値と一致した。ずれが大きい係数は b_5 、 b_{1d} でそれぞれ実験値の 1.8 倍、0.6 倍程度の値となった。

理論値と実験値のずれが大きかった係数 b_{1d} は、空隙磁束から見たポーシェリアクタンス相当量である。このような結果となった原因として、さぐりコイルで測定した空隙磁束密度に、電機子電流に比例する漏れ磁束の一部が含まれている可能性も考えられるが、その検討は今後の課題である。さらに、 b_5 には、理論値に界磁起磁力分布を台形波で近似した際の誤差などが含まれている可能性などが考えられるが、値が小さいので磁束波形全体に対する影響はほとんどない。

これらの結果より、供試発電機内の空隙磁束密度分布とその飽和が、本モデルを用いてかなり正確に表現できることがわかった。

9. 4 まとめ

本章では、界磁鉄心部に飽和を生じる同期発電機の空隙磁束密度分布を、磁気

回路に基づいてモデル化し、その妥当性を実験結果に基づいて検証した。得られた結果を次にまとめる。

(1) 供試発電機において、界磁鉄心のイスマス部に生じる磁気飽和と、界磁極の形状から定まるパーミアンス分布を用いて、空隙磁束密度を算定するモデルを構成した。

(2) 理論的に作成したモデルの係数を実験結果を用いて決定し、空隙磁束密度分布を与える実験式を構成した。その結果、係数の理論値と実験値は、一部を除いてよく一致した。しかし、係数 b_{1d} 、 b_5 は理論値と実験値との差が大きい。

(3) 実験式の形式により、空隙磁束密度がよく記述できた。従って、界磁鉄心部に磁気飽和を生じる供試発電機の磁束密度は、次のような特徴を有することが分かった。すなわち、界磁磁束は空隙磁束の総量で決まる飽和特性を有しているが、空隙磁束の分布形状は界磁極辺部の形状から定まり、飽和の直接的な影響を受けないことが、理論的・実験的に確認された。

今後、広範囲の実験によりモデルの適用限界を確認するとともに、漏れ磁束などを考慮したパーミアンス分布などについて検討してゆく必要がある。

第10章 結論

本論文は、同期発電機の動作特性を、機械的エネルギーと電気的エネルギーの伝達に直接関与している内部磁束の測定に基づいて、種々の角度から検討したものである。これは、発電機内部の電機子歯頭部に取り付けた、磁束計測用のさぐりコイルの測定結果に基づいて、通常負荷動作中の発電機内部の空隙磁束の挙動を詳細に解析する方法を確立したことにより初めて可能となった。この空隙磁束の測定結果に基づき、三相平衡定態時および過渡時の発電機の動作特性、不平衡負荷時の空隙磁束と端子量との関係、発電機の磁束飽和特性の検討を行ない、従来の動作特性の表現で見過ごされていた点を明らかにすると共に、内部磁束の挙動と対応した特性表現を構成することを試みた。以下に得られた成果を要約する。

(1) 発電機内部のトルク伝達に関与する空隙磁束密度分布は、発電機内部の電機子歯頭部に巻かれた複数本のさぐりコイル誘起電圧を用いて算定することができる。空隙磁束密度には各種の時間・空間調波成分が存在するが、電機子巻線誘起電圧を生成する主要な磁束は時間・空間基本波成分であり、この変化を把握することにより従来の電機子側端子量からみた発電機の特性表現を磁束分布の変化と対応づけて検討することができることが明かとなった。

(2) 発電機の空隙磁束密度に基づいて、定態時の電機子巻線鎖交磁束と端子電圧、電流の関係を検討し、電機子漏れリアクタンスを算定し、各巻線のインダクタンスを従来の方法に基づいて鎖交磁束から算定する方法を示し、実験結果より算定した。その結果、電機子漏れリアクタンスが発電機の動作状態に応じて変化することが実験的に確認された。しかし、内部磁束に基づいてインダクタンスを算定するには、磁束の飽和に対する各電流の寄与を明確にすることが避けられないことを示した。

(3) 過渡時においても定態時同様にさぐりコイルを用いて空隙磁束密度分布を精度良く算定できるアルゴリズムを開発した。過渡時にはさぐりコイル誘起電圧に磁束密度分布の振幅の時間変化に伴う誘起電圧が発生し、実際の空隙磁束密度を算定するには、その振幅の微分値の影響を評価する必要がある。この影響は従

来の定態時の磁束密度算定アルゴリズムでは考慮できなかったが、アルゴリズムを工夫をすることにより、測定データを計算機上に取り込み、その時系列データを処理して把握することができた。そして、脱調時への適用結果からこの解析が過渡時の空隙磁束の定量的な解析には不可欠であることを示した。

(4) 脱調時の空隙磁束密度の解析により、脱調時の鎖交磁束と電流の関係式を得た。この関係式は形式的には従来の三相突発短絡試験に基づく特性表現と類似しているが、三相突発短絡時のように発電機の瞬時特性を表しているものではない。すなわち、脱調時にはその特性表現が各成分に回転子の電機子側の回転磁界とのすべりに伴って発生する振動成分間の関係を表していることが明かとなった。この結果より、三相突発短絡試験の結果を脱調時の過渡状態の表現に用いることの妥当性を定量的に確認し、過渡時のインダクタンスと定態時のインダクタンスは物理的意味が異なるということの説明も試みた。

(5) 発電機内部の磁束線分布を空隙磁束密度分布から定性的に推定する方法を考案し、定態時から脱調時に至る連続的な磁束線分布の変化を明らかにした。この結果より、現象の変化と $a-a$ ループ磁束との関連性は、脱調発生メカニズム解明の手がかりとなるものと考えられる。また、この結果と三相突発短絡試験時における磁束線分布の変化との類似性があることがわかった。

(6) 不平衡負荷(二相負荷)時の同期発電機の空隙磁束密度分布の挙動を明らかにし、発電機の回転子の突極構造から、逆相電流が流入することにより零相誘起電圧が生成されることを示した。これは、対称座標法を用いた発電機の基本式を動作特性の解析に適用する際に、突極型発電機に関しては、零相・逆相間の独立性が成立しないことを示している。この結果は、今後不平衡負荷運転時の発電機の正確な動作挙動を検討する重要な手がかりを与えているものと考えられる。

(7) 供試発電機の飽和特性を、無負荷時と負荷時の空隙磁束密度の測定結果を用いて検討した。その結果、供試発電機に関しては d 軸方向にのみ飽和を有し、その無負荷飽和特性は回転子の回転に同期した成分については、調波の次数によりギャップラインで正規化すれば一致することを明らかにした。さらに、負荷時の d 軸電流による飽和特性は、空隙磁束の基本波については無負荷飽和特性を、界磁電流を d 軸電流に一定の比で置き換え、 d 軸電流に比例した一定磁束分を補正したものとなっている。

(8) 供試発電機において、d軸の飽和特性を考慮した空隙磁束密度分布を算定するモデルを構成し、実験結果を用いてその検証を行なった。その結果、実験結果を用いて係数を決定したモデルは、空隙磁束をよく記述していることが分かった。従って、界磁磁束は空隙磁束の総量で飽和特性が決まり、また、空隙磁束の分布形状は界磁極片部の形状から定まり、飽和の直接的な影響を受けないことが示された。

本研究では、同期発電機の動作特性をトルク伝達に關与する空隙磁束の測定に基づいて検討し、種々の動作状態について従来充分な検討がなされていなかった点などについて明らかにした。これらの成果は、今後内部磁束に基づく同期発電機の統一的な特性表現を得るための手がかりとなるものと考えられる。以下に、今後に残された課題について述べる。

(a) 実用機における本論文の結論の再検討

供試発電機が電力系統で用いられている実際の発電機の実験結果を模擬したものではあるが、そのために若干内部の構造に実用機とは異なる点がある。本論文に得られた結果は発電機特性に本質的なものであるため、実用機でも同様の結果が得られるものと考えられるが、実際に検討する必要がある。また、本論文で扱ったのは突極型同期発電機のみであるため、発電機一般の議論を行うためには円筒型同期発電機に対しても同様の検討を行っていく必要がある。

(b) 電機子漏れリアクタンスとポーシェ・リアクタンスの關係

従来より、界磁電流の算定法で重要な役割を有してきたポーシェ・リアクタンスは電機子漏れリアクタンスと対応するとされてきたが、その妥当性を検討することは界磁電流算定法の精度向上にとって意義がある。また、本章で得た空隙磁束のモデルにより、ポーシェ・リアクタンスの説明を試みる事が可能となったと考えられる。

(c) 対称座標法における発電機の基本式の検討

本論文で扱った不平衡負荷状態は、零相電流が全く流れない場合であった。従って、本論文の場合と逆に、零相電流によって逆相誘起電圧が発生するか否かを実験的に検討する必要がある。同時に基本式そのものの妥当性について検討して

ゆく必要がある。

（d）磁束飽和特性の特性表現への反映

本論文に得られた磁気飽和モデルを，さらに様々な動作状態に関して検証した後，内部磁束を用いた発電機の特性表現に適用することは重要である。さらに，他の飽和特性を有する発電機に関しても同様の磁気飽和モデルを構成し，その特性表現への適用を検討する必要がある。

（e）安定度解析，界磁電流算定問題などに対する本論文の結果の反映

本論文では，発電機の動作特性という点に限定して検討してきた。しかし，発電機の特性表現の最も重要な点は，得られた特性表現が安定度解析，界磁電流算定問題に適用され，解析結果が改善されることにある。従って，さらに検討を積んだ上で得られた結果を反映して行くことは重要である。

最後に，この様な点について研究が進められ，同期発電機のより正確な特性表現が得られ，その理論が完成されて行くこと，およびここに得られた知見が発電機の制御などに応用され，電力システムの安定運用が計られることを期待したい。

謝 辞

本研究は、京都大学工学部上田皖亮教授の御指導の下に遂行したものであり、本研究に関する問題を提起頂くとともに、終始適切な御教示と御鞭撻を賜りましたことに心より御礼申し上げます。

また、日頃より御鞭撻を賜り、論文の内見をして頂きました京都大学工学部岡田隆夫教授、同 木嶋 昭教授に厚く御礼申し上げます。

さらに、本論文に関する研究の細部にわたり御討論、御指導下さいました京都大学工学部高瀬冬人助手ならびに上田研究室の各位に、深く感謝の意を表します。

最後に、本論文をまとめるにあたり、御配慮頂いた関西大学工学部平根喜久教授、隈元 昭助教授に感謝致します。

付 録

付録 7. 1	155
付録 7. 2	156
付録 7. 3	157

付録7. 1

(7-18)式に(7-2)式を代入すると

$$\begin{aligned} \text{mmf}_1 = \{ I_{f0} + \sum_{n=2,4,\dots} I_{fn0} \cos n\theta + I_{fn5} \sin n\theta \} \cdot N_f \times \\ \{ F_1 \cos \eta + F_3 \cos \eta + \dots \} \end{aligned}$$

となる。これを整理すると、

$$\begin{aligned} \text{mmf}_1 = N_f I_{f0} \{ F_1 \cos(\xi - \theta) + F_3 \cos 3(\xi - \theta) + \dots \} \\ + \sum_{n=2,4,\dots} I_{fn0} \cos n\theta \{ F_1 \cos(\xi - \theta) + F_3 \cos 3(\xi - \theta) + \dots \} \\ + \sum_{n=2,4,\dots} I_{fn5} \sin n\theta \{ F_1 \cos(\xi - \theta) + F_3 \cos 3(\xi - \theta) + \dots \} \end{aligned}$$

第2項と第3項において

$$\cos 2\theta \cos 3(\xi - \theta) = \{ \cos(3\xi - \theta) + \cos(3\xi - 5\theta) \} / 2$$

$$\sin 2\theta \cos 3(\xi - \theta) = \{ \sin(3\xi - \theta) - \sin(3\xi - 5\theta) \} / 2$$

の関係から、時間基本・空間3倍の成分が生成されることが明らかである。

付録7.2

二相負荷時の電機子電流による起磁力 $\text{mmf}_2(\eta, i_b)$ は各相の起磁力分布(2-4), (2-5), (2-6)式と(7-1)式を(2-8)式に代入することにより求めることができる。すなわち

$$\begin{aligned}
 \text{mmf}_2(\xi, \theta) &= f_a(\xi) i_a(\theta) + f_b(\xi) i_b(\theta) + f_c(\xi) i_c(\theta) \\
 &= f_a(\xi) \cdot 0 + f_b(\xi) i_b(\theta) - f_c(\xi) i_b(\theta) \\
 &= \{f_b(\xi) - f_c(\xi)\} i_b(\theta) \\
 &= \left\{ - \sum_{m=1, 3, \dots} a_m \cos m \left(\xi - \frac{2\pi}{3} \right) + \right. \\
 &\quad \left. \sum_{m=1, 3, \dots} a_m \cos m \left(\xi + \frac{2\pi}{3} \right) \right\} \times \sqrt{2} \sum_{n=1, 3, \dots} I_{bn} \cos(n\theta + \gamma_n) \\
 &= - \sum_{m=1, 3, \dots} 2 a_m \sin \frac{2m\pi}{3} \sin m\xi \cdot \sqrt{2} \sum_{n=1, 3, \dots} I_{bn} \cos(n\theta + \gamma_n) \\
 &= -\sqrt{2} \sum_{m=1, 3, \dots} \sum_{n=1, 3, \dots} I_{bn} a_m \sin \frac{2m\pi}{3} \\
 &\quad \times \{ \sin(m\xi - n\theta - \gamma_n) + \sin(m\xi + n\theta + \gamma_n) \}
 \end{aligned}$$

となり (7-19)式が導かれる。

付録7.3

(7-17)式第2項 $P_2 \cos 2\eta$ と(7-19)式の積を取ると

$$\begin{aligned}
 & P_2 \cos 2\eta \cdot \text{mmf}_2(\xi, \theta) \\
 &= -\sqrt{2} P_2 \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=1,3,\dots} I_{bn} a_m \sin \frac{2m\pi}{3} \\
 & \quad \times \underline{\cos 2\eta \{ \sin(m\xi - n\theta - \gamma_n) + \sin(m\xi + n\theta + \gamma_n) \}}
 \end{aligned}$$

このうち、下線部分は

$$\underline{\hspace{1cm}} = \cos 2(\xi - \theta) \{ \sin(m\xi - n\theta - \gamma_n) + \sin(m\xi + n\theta + \gamma_n) \}$$

$$\begin{aligned}
 & 1/2 [\sin \{ (m+2)\xi - (n+2)\theta - \gamma_n \} \\
 & \quad + \sin \{ (m-2)\xi - (n-2)\theta - \gamma_n \} \\
 & \quad + \sin \{ (m+2)\xi + (n-2)\theta + \gamma_n \} \\
 & \quad + \sin \{ (m-2)\xi + (n+2)\theta + \gamma_n \}]
 \end{aligned}$$

従って、[]内の第3項で $m = 1, n = 1, 3$ の場合に空間3倍，時間基本波成分が生成される。

文 献 リ ス ト

- (1) ファインマン, 他: ファインマン物理学Ⅲ, 岩波書店.
- (2) Park, R., H. : Two-Reaction Theory of Synchronous Machines
- Generalized Method of Analysis - Part I, AIEE, Trans., Vol. 48,
No. 2, p.716, July (1929).
- (3) 上之園, 上田, 井上, 花井: 空隙磁束からみた同期発電機の電機子反作用
- 単独運転時における不安定性の出現 -, 電学論誌 102B, No. 8,
p.545 (1982).
- (4) 上之園, 上田, 井上, 桜井: 同期発電機の三相突発短絡時における磁束分布
の過渡挙動, 電学論誌 102B, No. 9, p.627 (1982).
- (5) 松木純也: 同期発電機の脱調現象に関する解析的研究, 京都大学博士論文,
Jan. (1980).
- (6) Crary, S., B., Shildneck, L., P. and March, L., A. : Equivalent Reactance
of Synchronous Machines, AIEE, Trans., Vol. 53, No. 1, p.124
(1934).
- (7) Fucks, E., F. and Erdelyi, E., A. : Determination of Waterwheel Alterna-
tors Steady-State Reactances, IEEE, Trans. on PAS, Vol. PAS-91,
p.2510 (1972).
- (8) 電気学会同期リアクタンス調査専門委員会: 同期機のリアクタンスの飽和に
ついて, 電学技法 (I 部), No. 135 (1983).
- (9) Ueda, Y., Ohta, H. and Uenosono, C. : Instrument for Real-Time
Measurements of Airgap Flux Distribution of On-Load Synchronous
Generators, IEE, Proc.A., Vol. 134, No. 4, pp.331-334, April(1987).
- (10) Blondel, A. : Sur les reactions d'induit des alternateurs, Comptes
Rendus, Vol. 129, p.586, Oct. (1899).
- (11) Potier, A. : Sur la reaction d'induit des alternateurs, L'Eclairage
Electrique, Vol. 24, p.133, July (1900).

- (12) Fortescue, C.L. : Method of Symmetrical Co-ordinates Applied to the Solution of Polyphase Networks, AIEE, Trans., Vol. 37, p.1027, June (1918).
- (13) 竹内寿太郎 : 一般波形の対称座標法による同期機の解析, 電学論誌, Vol. 76, No. 11, p.1312, Nov. (1956)
- (14) Blondel, A. : Application de la methode des deux reactions a l'etude des phenomenes oscillatoires des alternateurs accouplés, Revue generale de l'electricite, Vol. 13, p.255, Feb., p.515, March (1923).
- (15) Doherty, R., E. and Nickle, C., A. : Synchronous Machines - I, an Extension of Blondel's Two-Reaction Theory, AIEE, Trans., Vol. 45, p.912 (1926).
- (16) March, L., A. and Crary, S., B. : Armature Leakage Reactance of Synchronous Machines, AIEE, Trans., Vol. 54, p.378, Apr. (1935).
- (17) Kingsley, C., Jr. : Saturated Synchronous Reactance, AIEE, Trans., Vol. 54, p.300, March (1935).
- (18) Kilgore, L., A. : Effects of Saturation on Machine Reactances, AIEE, Trans., Vol. 54, p.545, May (1935).
- (19) 松木, 永尾, 岡田, 上之園 : 磁気飽和を考慮した同期発電機の定常特性および脱調現象のシミュレーション, 電学論誌, Vol. 104B, No. 1, Jan. (1984).
- (20) 電気学会同期機常置専門委員会 : 同期機の界磁電流算定法について, 電学技報 (I 部), No. 126 (1983).
- (21) Diamont, S., N. : Sustained Short-Circuit Phenomena and Flux Distribution of Salient-Pole Alternators, AIEE, Trans., Vol. 17, p.141 (1918).
- (22) 松木, 鹿角, 岡田, 上之園 : 有限要素法による同期発電機の脱調現象の解析, 電学論誌, Vol. 100B, No. 7, July (1980).
- (23) 上之園, 松木, 岡田 : さぐりコイルによる定常状態における同期発電機の特

- 性解析, 電学論誌, Vol. 99B, No. 6, June (1979).
- (24) 上之園, 松木, 岡田: 空隙磁束による三相同期発電機の脱調現象の解析, 電学論誌, Vol. 100B, No. 1, Jan. (1980).
- (25) 上之園, 上田, 七原, 金子: 定態時における同期発電機の空隙磁束とそれに基づく特性解析, 電学論誌, Vol. 102B, No. 5, May (1982).
- (26) B.K.Bose : パワーエレクトロニクス&ACドライブ, 電気書院, 第一版 (1987).
- (27) Concordia, C. : Synchronous Machines - Theory and Performance, John Wiley & Sons, Inc., New York (1951).
- (28) Kimbark, E., W. : Power System Stability - Vol. III - Synchronous Machines, John Wiley & Sons, Inc., New York (1956).
- (29) 電気学会技術報告 (II部), No. 18, "電気学会試験法要綱" (1972).
- (30) 富士電機試験成績表 (1977).
- (31) 藤田京一: 京都大学修士論文 (1983).
- (32) 関根, 伊藤, 小佐野: 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究, 昭和59年度研究成果報告書, pp. 61 - 66, 昭和60年2月.
- (33) 関根, 伊藤, 小佐野: 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究 昭和61年度研究成果報告書, pp. 111 - 115, 昭和62年2月.

本論文に係る著者の論文リスト

- [101] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機の脱調現象 - 空隙磁束の変化について -", 信学技報, NLP83-18, pp.77-85 (1983)
- [102] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機の脱調現象と磁束変化 - 円筒型発電機の場合 -", 信学技報, NLP83-21, pp.19-26 (1983)
- [103] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "過渡時の同期発電機内部における磁束線分布の動的挙動について", 信学技報, NLP83-32, pp.35-42 (1983)
- [104] Ueda, Y., Hikiyama, T. and Uenosono, C.: "Dynamic Behavior of Magnetic Flux Distribution in a Synchronous Generator at the Onset of Asynchronization", in Research on Effective Utilization and Densification of Electric Energy, Reports of Special Project Research on Energy Under Grant in Aid of Scientific Research of Education Science and Culture Japan, SPEY10, pp.195-202, Nov. 18 (1983).
- [105] 上田皖亮, 引原隆士, 桑原 博, 上之園親佐: "AVR の空隙磁束密度分布に及ぼす効果について", 電気関係学会関西支部連合大会, G3A-19, p.84 (1983)
- [106] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機の磁束線の挙動について", 電気関係学会関西支部連合大会, G3A-20, p.85 (1983)
- [107] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機の磁束分布に基づく特性表現と特性量の算定", 信学技報, NLP83-39, pp.37-46 (1984)
- [108] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機内部磁束からみた電力系統の有効利用に関する研究", 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究・電気エネルギーの有効利用に関する研究, pp.151-160 (1984)
- [109] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機内部の磁束分布と特性に関する一考察", 信学技報, NLP84-18, pp.19-25 (1984)

- [110] Ueda, Y., Hikiyara, T. and Uenosono, C.: "An Experimental Study on Dynamic Behavior of Magnetic Flux Distribution in a Synchronous Generator", Internationales Wissenschaftliches Kolloquium der Technischen Hochschule, Ilmenau, DDR, Oct. 29 - Nov. 2 (1984).
- [111] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "空隙磁束密度分布に基づく発電機の基本式の実験的研究", 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究・電気エネルギーの有効利用に関する研究 (1984)
- [112] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "脱調時における同期発電機内部磁束の電機子反作用成分について", 電気関係学会関西支部連合大会, G3-49, p. G135 (1984)
- [113] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "空隙磁束分布に基づく同期発電機の過渡特性について", 電気学会回転機研究会資料, RM85-12 (1985)
- [114] 上田皖亮, 引原隆士: "同期発電機空隙磁束分布に基づく界磁巻線鎖交磁束の算定について", 電気関係学会関西支部連合大会, G3-12 p. G89 (1985)
- [115] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機の磁束飽和の一解析法, 信学技報, NLP85-40, pp. 15-20 (1985)
- [116] 上田皖亮, 引原隆士, 上之園親佐: "同期発電機の磁束飽和の一解析法 (II)", 信学技報, NLP85-46, pp. 25-30 (1986)
- [117] 上田皖亮, 引原隆士, 岡嶋達也: "同期発電機の磁束飽和の解析 - ポーシェの三角形の物理的意味 -", 電気学会回転機研究会, RM86-18, pp. 1-10 (1986)
- [118] 上田皖亮, 引原隆士: "電気エネルギーシステムの運用・消費・輸送の効率改善に関する基礎研究 VII 同期発電機特性表現に関する検討", 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究・電気エネルギーの有効利用に関する研究, pp. 174-181 (1987)
- [119] Ueda, Y., Hikiyara, T. and Uenosono C.: "An Experimental Study of Flux-Linkage Relations in a Synchronous Generator at Steady States", Memoirs of Faculty of Engineering, Kyoto University, Vol. 48, No. 2, pp. 178-194 (1986).

- [120] 引原隆士, 上田皖亮, 上之園親佐: " 過渡時における同期発電機の磁束挙動 — 算定法および実測結果 — ", 電学論誌D分冊, Vol.107D, No. 5, pp.628-634 (1987).
- [121] 引原隆士, 上田皖亮, 上之園親佐: " 飽和を有する同期発電機の線形化モデル ", 電学論誌D分冊, Vol.107D, No. 8, pp. 1049-1056 (1987).
- [122] Hikiyara, T. and Okajima, T.: "Physical Meaning of Potier Triangle Based on the Analysis of Magnetic Flux Saturation", IEEE, Trans. on Magnetics, Vol. 24, No. 5, pp.2186-2193.
- [123] 引原隆士, 上田皖亮, 上之園親佐: " 同期発電機の脱調時の磁束挙動に基づく過渡特性 — 過渡時の特性表現の物理的意味 — ", 電学論誌D分冊, Vol.108D, No. 4, pp. 253-260 (1988).
- [124] 引原隆士, 上田皖亮, 平根喜久: " 同期発電機の負荷飽和特性の内部磁束に基づく検討 ", パワーエレクトロニクス研究会講演論文集, Vol.13, pp.130-139.
- [125] 上田皖亮, 高瀬冬人, 引原隆士: 飽和を有する同期発電機の空隙磁束密度分布のモデル, 電気学会回転機研究会, RM-88-11(1988).
- [126] 上田皖亮, 朝倉孝宜, 引原隆士: 不平衡負荷時における同期発電機の特性に関する一考察, 電気学会回転機研究会, RM-88-12(1988).

